

Année 1968

N° d'ordre : 492

THÈSES

présentées

A LA FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE LYON

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Yves DRUET

Licencié ès Sciences

Assistant à la Faculté des Sciences de Lyon

PREMIERE THESE

SUPERFLUORESCENCE DU RUBIS ET RELATION AVEC L'OSCILLATION LASER

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 12 Juin 1968, devant la Commission d'Examen.

MM. G. MESNARD Président

G. FOURNET
A. LAFORGUE } Examineurs

LYON

Imprimerie BOSC Frères
42, quai Gailleton, 42

1968

THÈSES

présentées

A LA FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE LYON

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Yves DRUET

Licencié ès Sciences

Assistant à la Faculté des Sciences de Lyon

PREMIERE THESE

SUPERFLUORESCENCE DU RUBIS ET RELATION AVEC L'OSCILLATION LASER

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 12 Juin 1968, devant la Commission d'Examen.

MM. G. MESNARD Président

G. FOURNET
A. LAFORGUE } Examineurs

LYON

Imprimerie BOSC Frères
42, quai Gailleton, 42

1968



Doyens honoraires

MM. LONGCHAMBON, MOUSSA, GAUTHIER Henri .

Professeurs honoraires

MM. de LARAMBERGUE, SOLLAUD, MOUSSA, JAFFARD, EYRAUD Henri,
DEJARDIN, VIRET, AUMERAS.

Doyen

M. J. BRACONNIER

Assesseurs

MM. L. DAVID
J. BOIDIN

Professeurs

MM. H. LONGCHAMBON

Minéralogie

M. PRETTRE

Chimie industrielle

C. COURTY

Chimie-Physique

R. KUHNER

Botanique

G. MALECOT

Mécanique rationnelle et appliquée

R. PARIS

Chimie minérale

J. JANIN

Physique générale

J. FLANDRIN

Géologie appliquée

R. BERNARD

Physique industrielle

V. NIGON

Zoologie expérimentale

H. GAUTHIER

Géologie

J. WAUTIER

Zoologie

MM. J. CHOPIN	Chimie biologique
J. BRACONNIER	Calcul différentiel et intégral
J. CUEILLERON	Chimie
C. EYRAUD	Chimie minérale
A. SARAZIN	Physique nucléaire
J. BOIDIN	Microbiologie et Mycologie
G. PERES	Physiologie
G. MESNARD	Electronique
R. GRANDMONTAGNE	Physique
A. BOUTILLIER	Minéralogie
J. LAFOUCRIERE	Physique nucléaire théorique
J. DREUX	Chimie organique
S. TEICHNER	Chimie industrielle
M. PAVANS de CECCATTY	Zoologie
J.C. MERLIN	Chimie analytique
M. DUFAY	Physique de l'Atmosphère
G. PHILBERT	Physique
R. COHEN-ADAD	Chimie
L. DAVID	Géologie
J. CHANEL	Psychophysiologie
G. MAURY	Méthodes Mathématiques de la Physique
J. DEPRAZ	Physique nucléaire
J. GAUTHIER	Chimie
F. GAUME	Physique
R. UZAN	Physique
J.M. LEGAY	Biologie animale
A. LAFORGUE	Physique
J. GERMAIN	Chimie
M. CHENEVOY	Pétrographie
J. BIGAY	Astrologie

Professeurs sans chaire

MM. R. FERON	Mathématiques
R. GINET	Zoologie
G. ASCH	Physique

MM. P. MICHEL	Minéralogie
Mle M. MAITROT	Physique
P. GEVIN	Géologie
D. PONASSE	Mathématiques
J. d'INCAN	Physique C.S.U.
P. LEFEBVRE	Mathématiques
R. PERNET	Mathématiques
R. CHERY	Physique
R. BERGERON	Physique C.S.U.
Mle D. GAUTHERON	Chimie biologique
G. DESCOTES	Chimie organique
A. ERBEIA	Physique
Mme M. ERICSON	Physique
Y. LEMOIGNE	Botanique
L. MARTEL	Mécanique
G. MICHEL	Biochimie
P. PICARD	Mathématiques
P. LEBRETON	Biologie végétale
J. TOUSSET	Chimie
E. COMBET	Mathématiques

Maîtres de Conférences

MM. G. DEMARCQ	Géologie
J. DAVID	Biologie animale
R. SCHMITT	Physique
A. LAURENT	Chimie organique
A. ROT	Mathématiques
P. BETHOUX	Mathématiques
M. GUSAKOW	Physique
Mle G. THOMAS	Chimie minérale
H. BUCHWALTER	Mathématiques C.S.U.
J. BOUZON	Mathématiques C.S.U.
J. COSNIER	Psychophysiologie
Mle D. LAMOURE	Biologie végétale

MM. M. PORTHAULT	Chimie C.S.U.
G. VALLET	Chimie macromoléculaire
Y. HAUGAZEAU	Mathématiques
R. ENAY	Géologie
P. BERTHET	Biologie végétale
J. BRUN	Biologie animale
J. DELMAU	Physique
E. E. BAZ	Physique - Electricité
R. FONTANGES	Physiologie
J. HUET	Chimie
P. REMOND	Mathématiques C.S.U.
P. JANIN	Mathématiques
C. RUHLA	Physique
C. DUPUY	Physique
M. CHASTRETTE	Chimie
J. PARIS	Chimie
J. DAILLIE	Biologie animale
J.P. LARPENT	Biologie végétale
Mle M.J. WORBE	Physiologie
	Psychophysiologie
	Physique
	Biologie animale

Maître de Conférences adjoint

M. P. PIERRON	Chimie
---------------	--------

Conseiller administratif

M. J. BURNET

Secrétaire principal honoraire

M. A. ROUX

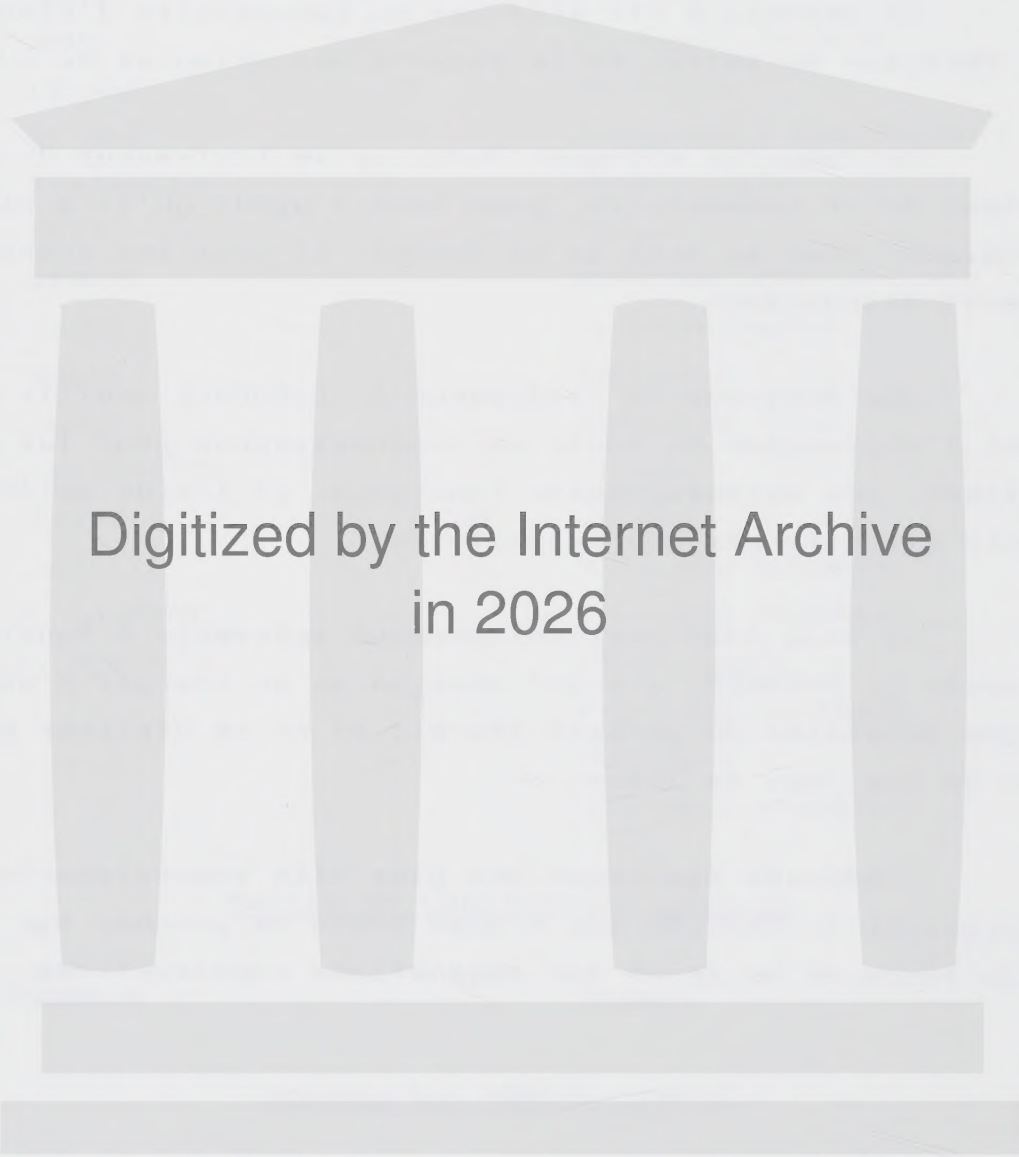
Ce travail a été effectué au Laboratoire d'Electronique et de Physique du Solide de la Faculté des Sciences de Lyon.

Je remercie vivement Monsieur le Professeur G. MESNARD, Directeur de ce Laboratoire, pour tout l'appui qu'il a bien voulu me prodiguer tout au long de ce travail et pour les nombreuses et efficaces discussions.

Que Monsieur le Professeur A. LAFORGUE veuille bien trouver ici l'expression de toute ma reconnaissance pour les multiples entretiens, ses encouragements constants, et l'aide matérielle qu'il m'a fait apporter par son Laboratoire.

Je suis tout particulièrement redevable à Monsieur le Professeur G. FOURNET, d'avoir accepté de se charger d'une analyse critique détaillée du présent travail et de se déplacer pour être membre de mon Jury de Thèse.

J'adresse également mes plus vifs remerciements à Monsieur le Professeur A. KASTLER qui a bien voulu se pencher sur les recherches en cours et me faire des suggestions constructives.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41552626_0009

AVANT-PROPOS

Schalow et Townes (SI) ont indiqué les conditions à réaliser pour obtenir une émission laser, monochromatique, cohérente et collimatée. Ils avaient prévu la possibilité d'oscillations multimodales, mais aussi que le nombre des modes devait pouvoir être considérablement réduit. On devait même espérer obtenir un fonctionnement unimodal.

Mais, dès les premières réalisations, les lasers à rubis ont donné un rayonnement non continu dans le temps et montré qu'il était difficile d'éviter l'apparition de modes multiples successifs ou simultanés.

D'autre part, pour une inversion de population inférieure à celle qui donnerait une émission laser, il se produit déjà une amplification des rayonnements incidents ayant la longueur d'onde de la fluorescence du rubis. Celle-ci est d'ailleurs elle-même amplifiée, et cette autoamplification a reçu le nom de superfluorescence.

Compte tenu des hétérogénéités spatio-temporelles constatées dans l'émission laser du rubis, il nous a semblé intéressant d'étudier spécialement cette superfluorescence au voisinage du seuil et son influence sur le déclenchement des oscillations.

Nous présentons les résultats que nous avons obtenus, suivant le plan ci-dessous :

Un premier chapitre rappelle les données utiles pour la suite du développement.

Le chapitre II est consacré à l'étude de la variation de l'énergie de pompage nécessaire pour atteindre le seuil en fonction de la puissance de la pompe. Nous y avons inclus le résultat de nos mesures relatives à ce problème.

Le chapitre III décrit les dispositifs expérimentaux et nos observations effectuées sur l'évolution de la superfluorescence, en particulier sur la diminution progressive que nous avons trouvée de l'angle solide contenant cette émission (collimation).

Dans le chapitre IV, nous établissons d'abord les équations relatives à la superfluorescence. Nous sommes conduits à une expression générale dont nous tirons des conséquences inédites sur le rayonnement pré-laser.

Dans le chapitre V, nous examinons l'initiation de l'émission laser proprement dite, compte tenu des résultats expérimentaux et théoriques des chapitres précédents. Des observations relatives au rayonnement du rubis par mesures oscillographiques et par la méthode originale des cibles viennent compléter nos informations sur le début de l'oscillation du rubis.

En conclusion, le chapitre VI résume et synthétise l'ensemble de nos résultats.

CHAPITRE I

HISTORIQUE ET GENERALITES.

I,0. L'extension des techniques du maser aux domaines infrarouge et optique a été proposée en 1958 par Schalow et Townes (S1). En 1960, Maiman (M1 & M2) annonçait avoir établi la preuve expérimentale de la possibilité d'obtenir une émission stimulée "optique".

A l'origine, ces dispositifs ont été fréquemment appelés "Masers optiques", comme dans le mémoire de Schalow et Townes, mais rapidement s'est imposée l'appellation spécifique de Laser, sigle de "Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation".

Cette terminologie n'est pas seulement justifiée par un souci de concision du langage, mais par une différence fondamentale, d'origine technologique, entre Masers et Lasers. Dans un maser, les dimensions de la cavité résonnante sont du même ordre que la longueur d'onde, et il est possible d'ajuster cette cavité pour isoler un mode unique d'oscillation. Par contre, l'effet laser ne peut être conçu que dans un volume de grandes dimensions par rapport aux longueurs d'ondes lumineuses, ce qui entraîne la possibilité d'un grand nombre de modes simultanés.

Il est compréhensible que la technique des lasers se soit finalement développée de façon complètement indépendante de celle des masers.

I,01. Modes d'oscillation d'une cavité résonnante.

Définissons un champ de rayonnement électromagnétique par son potentiel-vecteur $\vec{A}$. Chacune de ses composantes cartésiennes, A_x, A_y, A_z , devra satisfaire une relation de la forme :

$$\Delta A_x(r, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A_x(r, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (1,0-1),$$

Considérons une enceinte vide ayant la forme d'un cube d'arêtes L , dont les parois sont parfaitement réfléchissantes, et dans laquelle est confiné le champ électromagnétique.

Lorsque l'équilibre est établi, nous écrirons que le rayonnement est constitué d'ondes stationnaires, et la composante A_x s'exprimera par la relation satisfaisant (1,0-1),

Soit :

$$A_x(r, t) = \sum_{l,m,n=-\infty}^{+\infty} A_{l,m,n}^x(t) \exp[i \cdot \vec{k} \cdot \vec{r}]$$

le vecteur d'onde $\vec{k}$, étant donné par :

$$k_x = 2\pi l/L$$

$$k_y = 2\pi m/L$$

$$k_z = 2\pi n/L$$

l, m, n étant des nombres entiers

A chaque vecteur d'onde $\vec{k}$, ou "mode d'oscillation", nous pouvons associer une cellule de volume :

$$dk_x \cdot dk_y \cdot dk_z = \left(\frac{2\pi}{L}\right)^3$$

dans l'espace des $\vec{k}$

Le volume total occupé par les vecteurs $\vec{k}$ correspondant aux fréquences 0 à ν est : $\frac{4}{3}\pi k^3$ avec $k = \frac{2\pi\nu}{c}$. Le nombre N_k de cellules ou modes dans cet espace sera obtenu en divisant le volume total par le volume d'une cellule et en multipliant par 2 pour tenir compte des 2 plans de polarisation. Il vient :

$$N_k = \frac{k^3 L^3}{3\pi^2}$$

ou,

$$N_\nu = \frac{8\pi\nu^3}{3c^3} V,$$

nombre de modes dans le volume V pour les fréquences comprises entre 0 et ν .

La densité des modes par unité de fréquence sera :

$$p(\nu) = \frac{dN_\nu}{d\nu} = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} V \quad (1,0-2)$$

Le nombre de modes de la cavité entre ν et $\nu + \delta\nu$ sera :

$$p = p(\nu) \delta\nu = \frac{8\pi\nu^2 \delta\nu}{c^3} V \quad (1,0-3)$$

chaque mode étant caractérisé par une fréquence, une direction de propagation et une polarisation rectiligne. Il a été démontré que cette expression reste valable quelle que soit la forme de la cavité, pourvu qu'elle soit de forme simple et que sa plus petite dimension reste supérieure à quelques longueurs d'onde.

Pour la raie R_1 du rubis, $\nu = 4,32 \cdot 10^{14}$ Hertz, et $p(\nu) = 0,173$ par unité de fréquence et par cm^3 , dans le vide,

$$\delta\nu = 33 \cdot 10^{10} \text{ Hertz à } 300^\circ\text{K.}$$

$$\delta\nu = 3 \cdot 10^9 \text{ Hertz à } 77^\circ\text{K.}$$

D'où :

$$\rho(\nu) \delta \nu = 5,7 \cdot 10^{10} \text{ par cm}^3 \text{ à } 300^\circ \text{K}$$

$$\rho(\nu) \delta \nu = 5,2 \cdot 10^8 \text{ par cm}^3 \text{ à } 77^\circ \text{K}$$

Par exemple, pour un barreau de 0,315 cm de rayon et 7,62 cm longueur, la cavité peut osciller dans la largeur de raie de fluorescence sur $p = 13,7 \cdot 10^{10}$ modes à la température ambiante, et encore sur $p = 12,5 \cdot 10^8$ modes à celle de l'azote liquide, ce qui est considérable.

Il est naturel d'essayer de trouver un moyen de sélection de ces modes en jouant sur les différences de longueur d'onde et de direction.

La condition de résonance pour tous les vecteurs $\vec{k}$ parallèles à l'axe pour un barreau de longueur L et d'indice de réfraction η est :

$$2L\eta = q\lambda, \quad q \text{ entier}$$

λ étant la longueur d'onde dans le vide

Pour $L = 76,2 \text{ mm}$, $\eta = 1,76$, $\lambda = 0,694 \cdot 10^{-3} \text{ mm}$, $q \approx 400.00$

Deux résonances successives axiales seront séparées de :

$$|\Delta\lambda| = \frac{\lambda}{q} = \frac{\lambda^2}{2L\eta} \approx 1,8 \cdot 10^{-2} \text{ Å}$$

On peut comparer cette valeur à :

$$\begin{aligned} \delta\lambda &= \lambda \frac{\delta\nu}{\nu} = 5,3 \cdot \text{Å} \text{ à } 300^\circ \text{K} \\ &= 5 \cdot 10^{-2} \text{ Å} \text{ à } 77^\circ \text{K}. \end{aligned}$$

Pour les modes non axiaux, la condition de résonance pour la cavité cylindrique de rayon R est :

$$\left(\frac{\mathcal{R}_{nm}}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi q}{L}\right)^2 = k_m^2$$

R_{nm} étant la $m^{\text{ème}}$ racine de la fonction de Bessel d'ordre n .

Pour un mode axial, $m = 0$

Pour le premier mode non axial, $m = 1$.

Pour $n = 0$ et un mode axial : $R_{00} = 0$.

Pour $n = 0$ et le premier mode non axial : $R_{01} = 2,405$.

Soit : $k_0^2 = \left(\frac{\pi q}{L}\right)^2$

$$k_1^2 = \left(\frac{R_{01}}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi q}{L}\right)^2 = \left(\frac{R_{01}}{R}\right)^2 + k_0^2$$

D'où : $k_1 - k_0 = \left(\frac{R_{01}}{R}\right)^2 \frac{c}{4\pi v \eta}$

ce qui donne : $\frac{v_1 - v_0}{v_0} = \frac{1}{R^2} \frac{R_{01}^2}{8\pi^2 \eta^2} \frac{c^2}{v^2} = \frac{\Delta v}{v}$

$$\frac{\Delta v}{v} = 0,115 \cdot 10^{-8} \text{ pour } R = 3,15 \text{ mm}$$

La différence de longueur d'onde entre un mode axial et le premier mode non axial est :

$$\Delta \lambda = 0,8 \cdot 10^{-5} \text{ Å}$$

Si, pour un mode axial de longueur d'onde λ , on a $L = \frac{q\lambda}{2\eta}$, pour le 1^{er} mode non axial de même longueur d'onde,

$$L + dL = \frac{(q+1)\lambda}{2\eta}$$

L'angle α_1 entre ces 2 modes se déduit immédiatement :

$$\alpha_1 = \sqrt{\lambda/L\eta}$$

C'est aussi le rayon du premier anneau Fabry-Pérot. Ceux-ci ont en effet comme rayons angulaires :

$$\theta_k = \sqrt{k} \sqrt{\lambda/L\eta}$$

Avec les valeurs numériques précédentes, $\alpha_1 \simeq 2,3 \text{ mRd}$

1. 1. SEUIL D'OSCILLATION LASER.

1. 1. 1. Condition de Schalow et Townes (SI)

Dans leur mémoire original, Schalow et Townes partent de la condition d'oscillation du maser à micro-ondes :

$$N_2 - N_1 \geq \frac{h \nu \Delta \nu}{8 \pi \mu^2 Q_c}$$

dans laquelle une cavité de volume V contient N_2 atomes au niveau 2, et N_1 atomes au niveau 1, le passage du niveau 2 au niveau 1 étant radiatif. μ est l'élément de matrice correspondant à cette transition. La largeur totale à 50% de l'intensité maximum de la raie de résonance, dont le profil est supposé Lorentzien, est $\Delta \nu$ et le coefficient de qualité de la cavité est représenté par Q_c . Pour passer au domaine optique, dans lequel la cavité ne peut être que de grandes dimensions par rapport à la longueur d'onde, il est nécessaire de modifier cette relation.

En considérant alors les ondes planes réfléchies sur les parois de la cavité, Schalow et Townes trouvent la condition :

$$N_c = N_2 - N_1 \geq \frac{\Delta \nu}{\nu} \frac{3 h \nu}{16 \pi^2 \mu^2} \frac{1}{t_c} \quad (1,1-1)$$

Dans cette expression, t_c représente le temps d'amortissement de l'onde de fréquence ν dans la cavité, avec la relation :

$$t_c = Q_c / 2 \pi \nu$$

L'inéquation (1,1-1) exprime que la puissance émise par stimulation est supérieure aux pertes totales dans la cavité et sur les parois de celle-ci.

La probabilité de transition spontanée A_{21} de l'état 2 à l'état 1 est donnée par la relation (Bruhat, B3, p.952)

$$A_{21} = \frac{64 \pi^4 \nu^3 \mu^2}{3 h c^3} \quad (1,1-2)$$

Le nombre de modes d'oscillation du milieu radiant par unité de fréquence et par unité de volume étant $\rho(\nu) \approx 8\pi\nu^2/c^3$ pour une raie Lorentzienne, le nombre de modes dans le volume V sera :

$$\rho = \frac{\pi}{2} \rho(\nu) \Delta\nu \cdot V = \frac{4\pi\nu^2}{c^3} V \Delta\nu \quad (1,1-3)$$

En portant (1,1-2) et (1,1-3) dans (1,1-1), on trouve :

$$N_c = N_2 - N_1 \geq \rho \frac{\tau}{t_c} \quad (1,1-4)$$

avec $\tau = 1/A_{21}$, qui est la condition d'oscillation de la cavité trouvée par Schalow et Townes.

Si le laser est un système "à 4 niveaux", c'est-à-dire dans lequel l'état 1 est instable, N_1 sera négligeable par rapport à N_2 , nombre d'atomes à l'état métastable. La condition du seuil s'exprime alors ainsi : Pour que l'auto-oscillation stimulée se produise, les atomes à l'état 2 doivent fournir au moins un photon par mode pendant le temps t.

Il est important de remarquer que le rubis, système "à 3 niveaux", objet exclusif de notre étude, n'est jamais suffisamment pompé pour correspondre à ce cas.

1.1.1. Autre façon d'établir la condition de seuil.

Depuis ce mémoire original, la condition de seuil a été trouvée de différentes façons, dont la suivante, qui nous sera utile dans la suite de cet exposé.

Soit une onde plane, de fréquence ν , se propageant dans un milieu ne présentant pas de raie ni de bande d'absorption à cette fréquence. Par suite de diffusions, réflexions, etc .., cette onde subit des pertes pendant son déplacement.

Sur un parcours $z = vt$, dans le temps t , à la vitesse v , l'intensité de l'onde diminue suivant la relation :

$$q = q_0 \exp[-t/t_c]$$

si q_0 est le nombre de photons au temps $t_0 = 0$ et t_c la durée de vie moyenne d'un photon dans le milieu.

C'est à dire que $q = q_0 \exp[-z/vt_c] = q_0 \exp[-\gamma z]$ en posant $\gamma = 1/vt_c$, ce qui définit un coefficient d'atténuation en fonction de t_c (pour une cavité résonnante, on aurait $t_c = Q_c/2\pi\nu$).

Si, de plus, le milieu présente une raie ou bande d'absorption pour la fréquence ν , avec un coefficient d'absorption $k(\nu)$, l'intensité de l'onde sera donnée par :

$$I = I_0 \exp\{-[k(\nu) + \gamma]z\}$$

Posons : $-k(\nu) = \alpha(\nu)$, $\alpha(\nu)$ étant le coefficient d'amplification à la fréquence ν .

Le milieu sera amplificateur pour :

$$\alpha(\nu) \geq \gamma \geq 0$$

$k(\nu)$ présente un maximum k_m qui s'exprimera, pour une raie Lorentzienne par exemple, en fonction de $k(\nu)$ par :

$$k_m = \frac{2}{\pi \Delta \nu} \int k(\nu) d\nu$$

En utilisant la relation classique de Fürchtbauer et Ladenburg on trouve, en fonction des populations aux niveaux 1 et 2 :

$$\alpha_m = -k_m = -\frac{2}{\pi \Delta \nu} \frac{c^2 A_{21}}{8\pi \nu_0^2 \eta^2} \frac{g_2}{g_1} \left(N_1 - \frac{g_1}{g_2} N_2 \right) \frac{1}{\nu}$$

N_1 et N_2 étant, dans le volume V , le nombre d'atomes aux niveaux 1 et 2, de poids statistiques g_1 et g_2 .

η est l'indice de réfraction du milieu,

ν_0 est la fréquence du maximum d'absorption

α étant avant le seuil inférieur à γ , ce seuil sera atteint d'abord pour la fréquence correspondant à $\alpha_m = \gamma$. Il vient :

$$N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \geq \gamma \frac{\eta^2}{c^2} \frac{4 \pi^2 \nu_0^2 \Delta \nu}{A_{21}} \cdot V$$

Cette expression est identique à (1,1-4), si l'on pose $g_1 = g_2$ et $\eta = 1$, comme dans le § 1,11).

Ceci montre que la condition d'oscillation dans une cavité résonnante est la même que celle d'un gain d'amplification supérieur à l'unité dans un milieu qui n'a nullement besoin de renfermer un ensemble d'ondes stationnaires.

1. 2. Niveaux d'énergie du rubis.

Nelson et Remeika (NI) ont rassemblé sur un diagramme, que nous reproduisons sur la figure 1,2, les éléments connus concernant les niveaux d'énergie de l'ion Cr^{3+} dans une matrice de Al_2O_3 , système constitutif du rubis.

L'effet laser est dû aux transitions entre les niveaux n_2 et n_3 d'une part, et le niveau fondamental n_1 d'autre part, donnant les raies de fluorescence R_1 et R_2 . Le pompage consiste essentiellement à peupler 4T_1 et 4T_2 . Les transitions entre ces bandes et les niveaux inférieurs ne sont pas radiatives.

Entre les niveaux 2E et 4T , on trouve une série de niveaux 2T , découverts par Margerie (M3). Leur existence modifie quelque peu le bilan des transitions. En effet, ils peuvent se peupler au détriment des états 2E , donc des transitions $2 \rightarrow 1$. Il semble qu'une partie de l'énergie de ces transferts est récupérée ultérieurement pour le rayonnement laser des raies R_1 et R_2 , après une nouvelle transition en sens inverse, depuis les niveaux 4 à 6 vers les niveaux 2 et 3.

L'importance quantitative de ces processus ne semble pas parfaitement éclaircie, et, dans la plupart des cas, l'erreur commise en les ignorant est inférieure à l'imprécision des mesures.

Dans les conditions courantes, seule la raie R_1 est émise, l'effet laser sur la raie R_2 nécessitant des précautions particulières très précises. La vitesse de relaxation entre les niveaux très proches $2\bar{A}$ (2E) et $\bar{E}$ (2E) est en effet très élevée. L'expérience montre que si l'on considère les niveaux 2E comme n'en formant qu'un seul, de poids statistique $g_2 = 4$, l'erreur commise est faible par rapport aux erreurs de mesure.



$g_6=2, n_6$	15190 cm^{-1}	$\bar{B}_8 ({}^2T_1)$
$g_5=2, n_5$	15168 cm^{-1}	$2\bar{A} - ({}^2T_1)$
$g_4=2, n_4$	14957 cm^{-1}	$E_b ({}^2T_1)$
$g_3=2, n_3$	14446 cm^{-1}	$2\bar{A} ({}^2E)$
$g_2=2, n_2$	14417 cm^{-1}	$\bar{E} - ({}^2E)$

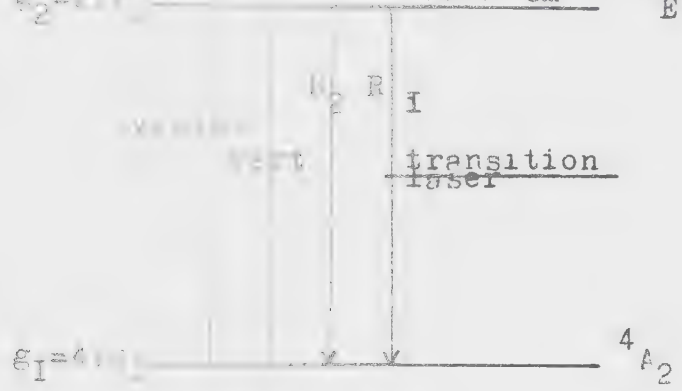


Figure 1,2

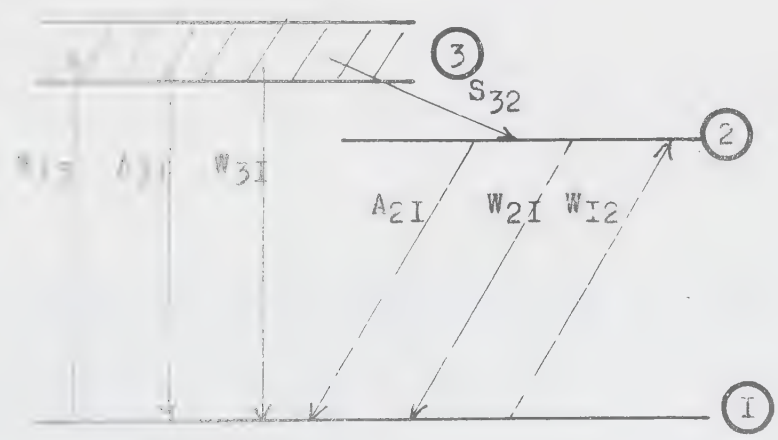


Figure 1,2a

D'autre part, la population des niveaux n_1 est la somme des populations de 4A_2 de spins opposés. Mais pour les températures pas trop basses, la largeur de la raie R_1 est plus grande que la séparation des niveaux, ce qui conduit à prendre un poids statistique $g_1 = 4$ pour le niveau fondamental.

Toutes ces approximations correspondant aux mesures que nous avons faites, nous poursuivrons notre étude dans ces conditions. En particulier, nous appellerons N_2 la "population utile" du niveau 2E , celle qui intervient effectivement dans la transition laser, qui est donc en fait un peu inférieure à la population totale réelle de ce niveau : nous appellerons A_{21} la fréquence d'émission spontanée de cette seule population (nous aurons donc bien $\mathcal{E} = 1/A_{21}$) et enfin nous prendrons $g_1 = g_2$. Ces simplifications ne modifient en rien la structure de nos équations et raisonnements.

Finalement, nous obtenons le schéma simplifié de la figure 1,2a, qui était celui considéré par Maiman (M4).

Sur ce diagramme :

W correspond aux transitions stimulées,

A correspond aux transitions spontanées,

S correspond aux transitions non radiatives

W, A et S représentent les probabilités de transition par unité de temps.

1. 3. PROPRIETES GENERALES DU RAYONNEMENT LASER DU RUBIS.

1. 3. 1. Monochromaticité.

On peut montrer (G1) que la largeur $\Delta\nu_{\text{osc}}$ à mi-puissance de la fonction de distribution spectrale dans une cavité oscillante est donnée par la formule :

$$\Delta\nu_{osc} = \frac{8 \pi h \nu (\Delta\nu)^2}{P},$$

dans laquelle P est la puissance dissipée par le résonateur, et l'énergie équivalente de bruit (SI).

P est relié à la qualité de la cavité par la relation :

$$P = \frac{2\pi\nu}{Q} E,$$

E étant l'énergie contenue dans le résonateur.

Il y correspond une émission remarquablement monochromatique. Schalow et Townes calculent à partir de leur formule que, pour $P = 10^{-3} \text{ W/cm}^3$, $\lambda = 10^4 \text{ Å}$, $\Delta\nu_{osc} = 10^{-6} \Delta\nu$.

Cependant, nous avons vu plus haut que par suite des dimensions utilisables des cavités, le nombre de modes excités peut être élevé. Le rayonnement résultant est la superposition d'un grand nombre d'ondes. Schalow et Townes, dans leur mémoire original, prévoyaient en conséquence différentes solutions pour sélectionner ces modes, et en particulier que :

1/ Par suite des non-linéarités, les modes les plus favorisés, parceque correspondant à des valeurs de Q plus élevées, une fois établis, pourraient étouffer les autres modes.

2/ Les modes paraxiaux pourraient être éliminés en utilisant les propriétés directives d'une cavité allongée, avec réflecteurs aux extrémités, en se basant sur la sélectivité du résonateur Fabry-Pérot.

S'il a été possible, par un réglage fin, d'obtenir l'oscillation sur un seul mode ou sur un petit nombre de modes dans les lasers à gaz, le problème du laser à solide s'est révélé beaucoup plus complexe.

Viénot, Aebischer et Sulzberger (V1), ont mesuré à l'aide des anneaux à l'infini d'un interféromètre, de Fabry-Pérot une longueur de raie laser inférieure à $0,004 \text{ cm}^{-1}$, soit environ $2.10^{-3} \text{ \AA}$. La structure grenue de l'émission limitait la précision de la mesure.

1. 3. 2. Emission pulsée du rubis.

Maiman, en faisant fonctionner le premier laser à rubis, a constaté immédiatement que l'émission n'a pas lieu de façon continue, mais sous forme de "pics" d'énergie. Cette configuration temporelle de l'émission n'avait pas été prévue dans le mémoire de Schalow et Townes. Chaque impulsion a été reconnue, alors, avoir des durées de l'ordre de la microseconde. Depuis cette expérience, il a été constaté que pratiquement tous les lasers solides ioniques présentent la même caractéristique et de nombreux travaux ont été entrepris pour essayer d'obtenir une émission continue, parfois avec quelque succès.

Cette discontinuité temporelle de l'émission a plusieurs origines :

L'énergie de pompage amène $N_2 - N_1$ à la valeur du seuil N_c . Mais l'apparition d'une émission "explosive" qui dépeuple le niveau excité réduit l'inversion à une valeur inférieure à celle du seuil, avec extinction de l'émission.

L'émission commence au moins sur un mode d'oscillation. Ce mode, quoique dominant, peut s'éteindre, en particulier par suite des variations locales de répartition des ions au niveau 2 sous l'effet de l'onde stationnaire, et la prépondérance passe à un autre mode.

L'échauffement du rubis, en modifiant les paramètres de la cavité et du milieu peut provoquer un glissement de la fréquence de résonance. Il est remarquable que ce glissement ne semble jamais être continu, mais se traduit par un saut brusque d'un mode à un autre.

Kastler (K1) a montré que la variation d'indice, par suite de celle de l'inversion de population, ajoutait aux autres causes d'instabilité de l'émission du rubis.

Nous retrouverons au cours de cet exposé des études théoriques et expérimentales relatives à cette forme pulsée d'émission. Toutefois, nous voudrions signaler dans ce paragraphe les résultats de Nelson et Remeika (N1) sur un rubis de très haute qualité, mais de très petites dimensions (longueur : 0,54 cm). La concentration de 9.10^{17} ions Cr^{3+} par cm^3 était 18 fois plus faible que celle qui est habituellement utilisée. Il semble que ce bon petit rubis à peine teinté simplifie quelque peu le problème:

Au seuil, il apparaît un seul pic d'émission.

Peu au-dessus du seuil, on observe un train d'impulsions amorti.

Plus au-dessus du seuil, un premier train est suivi, avec un certain recouvrement dans le temps, par un second, polarisé perpendiculairement au premier.

Encore plus au-dessus du seuil, le mélange des trains d'impulsions devient inextricable.

Ces auteurs estiment pouvoir conclure en particulier que :
Un train d'impulsions correspond à un mode de la cavité ;
Juste au dessus du seuil, le mode correspondant à la valeur de Q la plus élevée oscille seul ;

L'émission stimulée suivant les angles correspondant aux franges brillantes du Fabry-Pérot provient de la diffusion à partir du mode axial dominant, conformément aux vues de Abella et Townes (A1)

1. 3. 3. Cohérence et collimation du faisceau.

L'aspect le plus immédiatement caractéristique de l'émission laser est la faible ouverture du faisceau. Maiman (M1 et M2) l'avait constaté lors de la réalisation du premier laser.

Collins et al.(C1) ont noté que, avant le seuil, le rayonnement fluorescent est essentiellement non directif. Dès que le seuil d'oscillation est atteint, l'intensité est concentrée dans un angle très petit. Dans un laser normal, la cavité est rendue résonnante par le parallélisme des miroirs et l'onde électromagnétique peut être en première approximation considérée comme une onde plane se propageant perpendiculairement au plan des réflecteurs.

Le gain à chaque trajet d'un miroir à l'autre est maximum et pratiquement l'effet laser se produit essentiellement suivant cette direction. Ce fait, joint à la monochromaticité du rayonnement, conduit à la cohérence attendue de l'émission stimulée.

La notion de cohérence a beaucoup évolué, surtout depuis l'apparition du laser. On peut exprimer la cohérence par les corrélations de phase dans l'espace et le temps.

Expérimentalement, la visibilité des franges d'interférences permet la mesure d'une longueur de cohérence (F1, ch5). Pour un seul mode d'oscillation du laser, la largeur $\Delta\nu$ de la bande émise est très petite comme on l'a vu, et la durée Δt des trains d'onde peut être grande. Effectivement, on a pu obtenir des interférences avec des différences de marche de plusieurs mètres avec des lasers à He-Ne.

En plaçant 2 fentes devant la face émissive du rubis, Nelson et Collins (N1) ont obtenu des interférences depuis cette source étendue. L'analyse des franges montre une bonne cohérence

spatiale entre les différents points de l'extrémité du barreau

La cohérence et la directivité sont deux propriétés interdépendantes du rayonnement laser. En effet, la directivité dépend de la distribution des phases et des amplitudes sur la pupille de sortie du faisceau. Or, par suite des réflexions multiples de l'onde intérieure au rubis, cette distribution dépend des grandeurs relatives du diamètre $2a$ des miroirs et du milieu oscillant, de la distance b entre ces miroirs et de la longueur d'onde. Une analyse en a été faite avec des modèles simples par Fox et Li (F2) et par Boyd et Gordon (B1).

Si le rapport $2a/b$ est suffisamment grand, l'angle d'ouverture θ du faisceau ne devrait être limité que par la diffraction à la pupille de sortie, soit :

$$\theta = 1,22 \frac{\lambda}{2a}$$

Pour un laser à gaz classique, cette ouverture devrait être de l'ordre de $1'$. On a effectivement mesuré des divergences ne dépassant que peu cette limite théorique.

Pour un laser à rubis, de diamètre 6 mm, émettant à $\lambda = 6943 \text{ \AA}$, l'ouverture théorique serait de $0,14 \cdot 10^{-3} \text{ Rd}$. Or, les valeurs ordinairement trouvées sont 100 fois plus élevées.

Cette divergence expérimentale a conduit à considérer l'émission laser comme limitée à des pupilles de l'ordre de 0,1 mm de diamètre. L'étude du clivage des figures d'interférences obtenues avec les fentes d'Young par Nelson et Collins, et les photographies de la face du rubis ont montré l'existence de telles pupilles (E1). Ce type de photographies abonde dans la littérature, et elles sont un des exercices simples d'entraînement à l'étude du laser.

L'existence de ces pupilles n'a pas expliqué l'augmentation de l'ouverture du faisceau lorsque le pompage est plus énergétique.

La multiplicité des modes d'oscillation, c'est-à-dire des vecteurs d'onde, est aussi à l'origine de la divergence du faisceau global. Sucov(S2), par exemple, a étudié cet aspect du problème sur une série de rubis. Il a trouvé qu'à "3 fois le seuil", la divergence du meilleur rubis était encore beaucoup plus grande que la limite de diffraction. Mais elle diminue si l'on utilise un résonateur de 43 cm de longueur au lieu de réflecteurs diélectriques placés directement sur les faces du rubis distantes de 7,6 cm. Cette diminution est due, d'après cet auteur, à la plus grande discrimination contre les modes non axiaux par une plus grande longueur du résonateur.

Nous citerons ici la théorie de Statz, de Mars et Tang, que nous retrouverons au §1,44, qui tente d'interpréter la divergence en même temps que l'oscillation multimodale par le dépeuplement aux "ventres" de l'onde stationnaire.

La divergence du faisceau laser est donc un aspect particulièrement complexe du rayonnement. Une vue qui semble très pertinente du problème a été esquissée par, Bulabois, Duffieux et Viénot (B2). Ces auteurs suggèrent un modèle d'émission "sous forme de files (ou nappes) de photons, ayant des directions variables, dispersées autour de positions moyennes et correspondant à des modes non axiaux. Ces files seraient produites par des séries d'"avalanches" ne se produisant pas forcément en ligne droite. On serait ainsi très loin des cohérences calculées sur la base d'ondes régulières, entre des surfaces planes, en régime permanent. Par contre, chaque photon peut subir quand même les phénomènes de diffraction classiques comme le montrent les expériences d'interférence et de diffraction."

Il ne semble pas que cette façon de voir ait eu beaucoup d'échos dans la littérature. Nous verrons cependant plus loin que toute une partie de la thèse que nous présentons tend à justifier ce point de vue.

1. 4. CINETIQUE DU RAYONNEMENT LASER.

1. 4.1. Equations des ions.

Soient, par unité de volume du cristal,

N_0 le nombre total des ions Cr^{3+}

N_1 le nombre des ions à l'état fondamental,

N_2 le nombre des ions utiles à l'état 2E

N_3 le nombre des ions au niveau 3 des bandes d'absorption

Nous avons : $N_0 = N_1 + N_2 + N_3$

a/ Le peuplement de N_3 est donné par :

$$\frac{dN_3}{dt} = W_{13} N_1 - (W_{31} + A_{31} + S_{32}) N_3,$$

les symboles W , A et S ayant les significations données au § 1. 2.

Or W_{31} est petit par rapport à S_{32} et peut être négligé (C2), et A_{31} est relativement peu important à cause de la proximité des niveaux 3 et 2.

D'où :

$$\frac{dN_3}{dt} = W_{13} N_1 - S_{32} N_3$$

b/ le peuplement de N_2 est donné par :

$$\frac{dN_2}{dt} = W_{12} N_1 - (A_{21} + W_{21}) N_2 + S_{32} N_3$$

et comme $W_{12} = W_{21}$,

$$\frac{dN_2}{dt} = S_{32} N_3 - W_{21} (N_2 - N_1) - A_{21} N_2$$

c/ Il est commode d'écrire aussi que :

$$\frac{dN_1}{dt} = -W_{13} N_1 + W_{21} (N_2 - N_1) + A_{21} N_2,$$

ce qui permet d'obtenir :

$$\frac{d(N_2 - N_1)}{dt} = S_{32} N_3 + W_{13} N_1 - 2W_{21} (N_2 - N_1) - A_{21} N_2$$

d/ Pratiquement, avec les puissances effectives de pompage que l'on peut atteindre comparativement aux vitesses de transfert entre niveaux, on peut considérer N_3 comme stationnaire, c'est-à-dire que $dN_3/dt = 0$. Ceci entraîne $S_{32} N_3 = W_{13} N_1$, et puisque $S_{32} \gg W_{13}$, N_3 reste négligeable.

D'où finalement les équations simplifiées :

$$a/ \frac{dN_2}{dt} = W_{13} N_1 - W_{21} (N_2 - N_1) - A_{21} N_2 \quad (1,41-1)$$

$$b/ \frac{dN_1}{dt} = -W_{13} N_1 + W_{21} (N_2 - N_1) + A_{21} N_2$$

$$c/ \frac{d(N_2 - N_1)}{dt} = 2W_{13} N_1 - 2W_{21} (N_2 - N_1) - 2A_{21} N_2$$

$$d/ N_0 = N_1 + N_2$$

Si l'on pose $(N_2 - N_1)/N_0 = n$, n varie de -1 pour un cristal non pompé à $n = +1$ pour un cristal dans lequel tous les ions seraient au niveau 2. On a :

$$N_1 = \frac{1-n}{2} N_0$$

$$N_2 = \frac{1+n}{2} N_0$$

et
$$\frac{dn}{dt} = W_{11} (1+n) - 2W_{21} n - \lambda_{21} (1+n) \quad (1,41-2)$$

1.4.2. Equation des photons

Soit q le nombre de photons dans un mode. Pendant le temps dt , il disparaît une quantité $\left(\frac{q}{t_c}\right) dt$ de ces photons, qui ont une durée de vie t_c dans la cavité.

D'autre part, les N_2 ions émettent spontanément $A_{21} N_2 dt$ photons dans tous les modes, soit $\left(\frac{A_{21} N_2}{p}\right) dt$ photons dans le mode.

On sait d'autre part que le nombre des transitions induites dans un mode est q fois le nombre des transitions spontanées dans ce mode (voir par ex. Y1). D'où un gain par émission stimulée de :

$$\frac{A_{21}}{p} N_2 q dt$$

Enfin, il disparaîtra, par absorption à partir des N_1 ions à l'état fondamental :

$$\frac{A_{21}}{p} N_1 q dt \text{ photons.}$$

D'où :
$$\left(\frac{dq}{dt}\right)_{\text{mode}} = \frac{A_{21}}{p} q (N_2 - N_1) + \frac{A_{21}}{p} N_2 - \frac{q}{t_c} \quad (1,42-1)$$

ou
$$\left(\frac{dq}{dt}\right)_{\text{mode}} = \frac{A_{21}}{p} q n N_0 + \frac{A_{21}}{p} \frac{1+n}{2} N_0 - \frac{q}{t_c} \quad (1,42-2)$$

Si l'on néglige l'émission spontanée, ce qui est justifié lorsque $q \gg 1$, on trouve :

$$\left(\frac{dq}{dt}\right)_{\text{mode}} = \frac{A_{21}}{p} q (N_2 - N_1) - \frac{q}{t_c} \quad (1,42-3)$$

et la condition de seuil s'écrira $dq/dt \geq 0$, soit

$$N_c = N_2 - N_1 \geq p \frac{t_c}{t_c}$$

C'est la condition de Schallow et Townes (§ 1,11).

Le système est donc régi par les 2 équations:

$$\frac{d(N_2 - N_1)}{dt} = 2W_{13} N_1 - 2W_{21} (N_2 - N_1) - 2A_{21} N_2 \quad (1,41-1c)$$

$$\text{et } \frac{dq}{dt} = \frac{A_{21}}{p} q (N_2 - N_1) + \frac{A_{21}}{p} N_2 - \frac{q}{t_c} \quad (1,42-1)$$

1. 4. 3. Solutions des équations cinétiques :

1. 4. 3. 1. Solution de Dunsmuir (D1)

Dunsmuir pose $W = 2W_{13} N_1$ = vitesse de peuplement du niveau 2 par la pompe, B_s = Coefficient d'Einstein par quantum et par mode.

D'où $W_{21} = B_s q$ et $A_{12} = A_{21} = p B_s$, soit $B_s = \frac{1}{p t_c}$

Il vient :

$$\left. \begin{aligned} \frac{d(N_2 - N_1)}{dt} &= W - 2 (N_2 - N_1) B_s q - \frac{2N_2}{t_c} \\ \frac{dq}{dt} &= q B_s (N_2 - N_1) - \frac{q}{t_c} + \frac{N_2}{p t_c} \end{aligned} \right\} \quad I$$

Dunsmuir écrit (de façon erronée) :

$$\left. \begin{aligned} \frac{d(N_2 - N_1)}{dt} &= W - (N_2 - N_1) B_s q - \frac{N_2 - N_1}{\tau} \\ \frac{dq}{dt} &= q B_s (N_2 - N_1) - \frac{q}{t_c} - \frac{N_2 - N_1}{p \tau} \end{aligned} \right\} \text{II}$$

En régime permanent, les membres de gauche sont nuls.

En négligeant $\frac{N_2 - N_1}{p \tau}$, la 2^o équation donne

$$(N_2 - N_1) c = \frac{1}{B_s t_c} = p \frac{\tau}{t_c}$$

équation du seuil. En portant cette valeur dans la 1^o équation, $q_c = W t_c - p$, q_c étant le nombre de photons dans un mode en régime permanent.

La solution du système d'équations II qui n'est pas linéaire a été calculée sur machine par Dunsmuir. Le résultat essentiel est le suivant : "Lors du pompage, le nombre N_2 croît linéairement et dépasse largement le seuil avant qu'il y ait suffisamment de quanta émis spontanément dans la cavité pour déclencher les transitions induites. Alors l'énergie monte brusquement, avec diminution rapide de la population N_2 qui descend en-dessous du seuil, ce qui provoque l'arrêt de l'émission. Si t_c n'est pas trop petit, lors de la 2^o implusion il y a davantage de quanta dans la cavité, et la population N_2 dépasse moins le seuil. Le pic suivant aura moins d'énergie". Le résultat consiste en une émission sous forme de pics séparés d'amplitudes décroissantes, c'est-à-dire en une émission pulsée amortie.

Roess (R1) a mesuré cet amortissement. Il utilisait un dispositif comprenant un rubis et un étalon Fabry-Pérot extérieur qui sélectionnait un mode unique (ou presque). Il a ainsi obtenu une

oscillation strictement périodique, les pics étant séparés de $2,5 \mu s$ (d'après lecture sur les oscillogrammes illustrant cette publication). Si W est la vitesse de pompage, et W_s la vitesse de pompage pour le seuil, le temps d'amortissement devrait être :

$$t_o = \frac{W_s}{W} \tau$$

Pour $W/W_s = 1,25$, $\tau = 3 \cdot 10^{-3}$, le calcul donne :

$$t_o = 2400 \mu s,$$

et la mesure donne : $t_o = 20 \mu s,$

soit un rapport de 1 à 100 entre la théorie et la mesure.

La reproductibilité était bonne, tant que la température restait rigoureusement contrôlée. Si cette température variait, l'émission restait périodique, mais l'amortissement était très différent.

1. 3. 3. 2. Solution de Roess (R2)

Roess a repris l'étude pour le cas d'un nombre de modes élevé. W étant encore la vitesse de pompage, l'auteur définit une "vitesse expérimentale de pompage" : $W_{exp} = W + N_o/\tau$. Avec cette façon d'écrire, pour l'inversion ($N_2 = N_1 = N_o/2$) on a $W = 0$, c'est-à-dire que le pompage compense l'émission spontanée.

En appelant $D < 1$ la fraction du nombre des modes du résonateur effectivement excités, on trouve le système d'équations :

$$\frac{d(N_2 - N_1)}{dt} = W_{exp} - 2B(N_2 - N_1)q - N_o/\tau \quad (1)$$

$$\frac{dq}{dt} = B(N_2 - N_1)q - \frac{q}{t_c} + D \frac{N_o}{2\tau} \quad (2)$$

q étant cette fois le nombre total des quanta dans tous les modes actifs. L'auteur pose pour le terme d'émission spontanée $N_2 = N_0/2$.

a/ Si un seul mode est excité : $D = I/p$, et on retrouve le système d'équations I du § 1,431. Dans ce cas, en régime permanent, l'équation du seuil est donnée à partir de (2) : $(N_2 - N_1)c = \frac{1}{B} \frac{1}{t_c}$ en négligeant $N_0/2$ p. En portant dans I , le nombre de photons au seuil est :

$$q_c = (W_{\text{exp}} - N_0) \frac{t_c}{2} ;$$

le temps de relaxation des impulsions devient : $T = \frac{2\pi}{\sqrt{WB}}$;

le temps d'amortissement est : $t_0 = \frac{2}{WBt_c}$,

et l'on a : $t_c = \frac{1}{2\pi^2} \frac{T^2}{t_0}$,

b/ Mais dans le cas d'un laser multimode, on ne peut plus négliger le terme de fluorescence $\frac{D N_0}{2\tau}$ dans l'équation (2).

Alors, on trouve :

$$(N_2 - N_1)'_c = (N_2 - N_1)_c \left(1 + \frac{D N_0 / \tau}{W} \right) < (N_2 - N_1)_c = p \frac{\tau}{t_c}$$

multimode 1 seul mode

$$q'_c = q_c \left(1 + \frac{D N_0 / \tau}{W} \right) > q_c$$

multimode

Ce résultat signifie qu'en ne négligeant plus le terme de fluorescence comme on le fait de façon générale (à notre connaissance), on constate que :

a/ Si la sélection des modes conduit à une oscillation sur un seul d'entre eux, la densité des photons croît de façon appréciable dès que l'on dépasse le seuil.

b/ Au contraire, si l'oscillation peut se produire sur un grand nombre de modes, la densité des photons croît avant que l'inversion n'ait atteint la valeur critique, et, en fait, commence à croître dès le début de l'inversion.

Une autre conséquence de cette analyse est que, au-dessus d'une vitesse de pompage critique, dépendant du nombre de modes excités, le temps de relaxation est proportionnel à $1/\sqrt{\omega}$

Les mesures, données par l'auteur, des temps de relaxation et d'amortissement viennent dans certains cas à l'appui de son analyse.

1. 4. 4. Théorie de Statz, Tang et de Mars. (T1, S3, S4, S5).

Pour expliquer

- a/ l'élargissement spectral de la raie laser,
- b/ l'élargissement de l'ouverture du faisceau, ces auteurs ont établi la théorie suivante :

Dès le seuil de fonctionnement du laser, l'onde stationnaire présente des ventres et des noeuds d'intensité. Les atomes qui se trouvent aux ventres sont désexcités, alors qu'aux noeuds, ils restent dans leur état. Il en résulte immédiatement une distribution inhomogène (longitudinale) de l'inversion de population. Le calcul montre que la diffusion spatiale de la population inversée est incapable de rétablir une répartition homogène à une vitesse suffisante. L'onde E.M. qui s'était établie s'éteint donc, faute de pouvoir être entretenue par les ions excités restants qui sont à des noeuds du champ de cette onde. Quand l'émission reprend, elle le fait en fonction de la nouvelle répartition des populations, et par conséquent suivant un mode différent. Les auteurs développent le calcul du nombre de modes d'oscillation longitudinaux (axiaux) en fonction de l'excès de la puissance de pompage. Ce nombre est élevé, même à de très faibles niveaux. Considérant ensuite les ondes EM hors de l'axe, c'est-à-dire la répartition des points nodaux des différents modes sur la surface frontale du rubis, leur calcul montre que le nombre de modes paraxiaux pouvant exister pendant un pic est très élevé dès que l'on dépasse le seuil, ce qui explique la divergence du faisceau.

Les vérifications expérimentales (directes) sont difficiles concluent eux-mêmes les auteurs, car leur modèle est celui d'un cristal parfait.

Si l'on produit artificiellement une modulation spatiale de la répartition de la population inversée, en plaçant des caches le long du rubis, on devrait pouvoir modifier les modes longitudinaux et par suite le spectre émis. C'est ce qu'a vérifié Evtuhov (E2), qui considère ses expériences comme une "forte évidence" à l'appui de la théorie de Statz, Tang et de Mars. Quoique purement qualitatives (il n'est guère possible de les rendre quantitatives), ces expériences montrent au moins que le mode axial émis dépend de la répartition spatiale de l'inversion de population.

On éviterait ce type de fonctionnement multimodal en ne créant pas d'ondes stationnaires dans la cavité, c'est-à-dire avec un laser fonctionnant en ondes progressives. C'est ce qu'ont réalisé Tang, Statz, de Mars et Wilson (T2). Mais l'émission dans cette expérience avait encore lieu sous forme de pics successifs.

Pour avoir un fonctionnement continu, Statz, de Mars et Wilson (S6) ont introduit dans la cavité un élément non linéaire dont la fonction de transmission était asservie à la puissance émise, susceptible de s'opposer à la croissance de l'énergie EM. Cette contre réaction empêche le dépeuplement produit par l'émission laser de ramener le milieu en-dessous du seuil. Il en résulte une émission continue (pendant 30 ps).

CHAPITRE II

POMPAGE DU RUBIS

Nous avons examiné l'inversion $N_C = N_2 - N_1 = 2N_2 - N_0$ au seuil. Elle n'est fonction que de la géométrie de la cavité, des pertes et de la vitesse d'émission spontanée, et ne dépend pas des conditions de pompage. Celles-ci ne semblent intervenir que sur le temps nécessaire pour atteindre ce seuil.

Nous voulons examiner dans ce chapitre l'évolution de N_2 en fonction de l'énergie de pompage reçue.

2. 1. Etablissement des relations

Soit P_p la puissance lumineuse de la pompe dans la région spectrale utile. L'absorption par les atomes à l'état 1, avec transfert à l'état 2, est proportionnelle à N_1 et P_p .

Le dépeuplement pendant le temps dt du niveau 1 est donc :

$$dN_1 = - N_1 f P_p dt,$$

f , étant un coefficient d'efficacité, supposé constant dans tout le volume du rubis. En posant $P = f P_p$, nous définissons une quantité de dimension $[T]^{-1}$ proportionnelle à la puissance de la pompe, et homogène à un nombre de quanta de pompage par seconde. L'"énergie" fournie au rubis est $E = \int_0^t P dt$: C'est un nombre, sans dimension, de quanta.

Daneu, Sacchi et Svelto ont montré la validité de l'expression de dN_1/dt dans une publication (D2) sur laquelle nous reviendrons au § 2,3.

Les différentes approximations dont nous avons donné la justification dans le chapitre I permettent d'écrire :

$$dN_2 = - dN_1$$

En tenant compte de la perte de population du niveau 2 due à l'émission spontanée, on trouve :

$$\frac{d N_2}{dt} = (N_0 - N_2) P - N_2 A_{21} \quad (2,1-1)$$

En supposant P constant dans le temps t, nous obtenons :

$$N_2 = \frac{N_0 P}{P + A_{21}} \left[1 - e^{- (P + A_{21}) t} \right] \quad (2,1-2)$$

Avec $N_2 = \frac{1+n}{2} N_0$, l'inversion de population n s'exprime par :

$$n = \frac{P - A_{21} - 2P e^{- (P + A_{21}) t}}{P + A_{21}} \quad (2,1-3)$$

Nous aurons aussi t en fonction de n :

$$t = \frac{1}{P + A_{21}} \text{Log} \frac{2P}{P - A_{21} - n (P + A_{21})} \quad (2,1-4)$$

Pour t = 0, début du pompage, n = -1 conformément à l'équation (2,1-4)

Au seuil, atteint pour t = t_s, n = n_c et l'on obtient :

$$t_s = \frac{1}{P + A_{21}} \text{Log} \frac{2P}{P - A_{21} - n_c (P + A_{21})} \quad (2,1-5)$$

L'énergie au seuil sera E_s = P t_s, d'où

$$E_s = \frac{P}{P + A_{21}} \text{Log} \frac{2P}{P - A_{21} - n_c (P + A_{21})} \quad (2,1-6)$$

Pour P ≫ A₂₁, ce qui signifie que la puissance de la pompe est suffisante pour provoquer beaucoup plus de transitions 1 → 2 que l'émission spontanée n'en provoque dans le sens 2 → 1,

$$t_s = \frac{1}{P} \text{Log} \frac{2}{1 - n_c} \quad (2,1-7)$$

$$E_s = \text{Log} \frac{2}{1 - n_c} \quad (2,1-8)$$

Dans ces conditions, le temps pour atteindre le seuil est inversement proportionnel à la puissance. L'énergie au seuil en est indépendante.

Si l'on pose $n_c = 0$, on trouve l'expression donnée par Walsch et Kemeny (W1). Ces auteurs ont vérifié expérimentalement cette relation, mais à la condition de prendre pour A_{21} une valeur 3 fois plus élevée que la valeur admise.

Siegman et Allen (S7) partent de l'équation 8 de Nelson (N4) et Remeika, correspondant au diagramme complet de la figure 1,2 :

$$R_1 R_2 \exp \left\{ 2l \left[-N_1 + \frac{g_1}{g_3} N_3 \right) \sigma_R - \sum_{i=3}^7 N_i \sigma_u \right] \right\} = 1,$$

qui exprime la condition de seuil en fonction :

des réflectivités R_1 et R_2 des miroirs,

de la longueur l du rubis

de la section efficace d'absorption de crête σ_R de la raie R_1 ,

de la section efficace d'absorption σ_u pour R_1 causée par les transitions des états 3 à 7 aux niveaux supérieurs (Cf figure 1,2a)

Après manipulation de ces équations, ces auteurs trouvent l'époque t_s du seuil pour une pompe dont l'intensité en fonction du temps est

$$P = A e^{-t \tau / T},$$

expression dans laquelle T est la constante de temps RC du circuit formé par le flash et le banc de condensateurs.

Appelons A_0 une valeur de l'amplitude A telle que pour une valeur donnée de n_c l'oscillation n'ait lieu que pour $A \geq A_0$. Le résultat de Siegman et Allen est que théoriquement :

$$\tau / t_s = A / A_0,$$

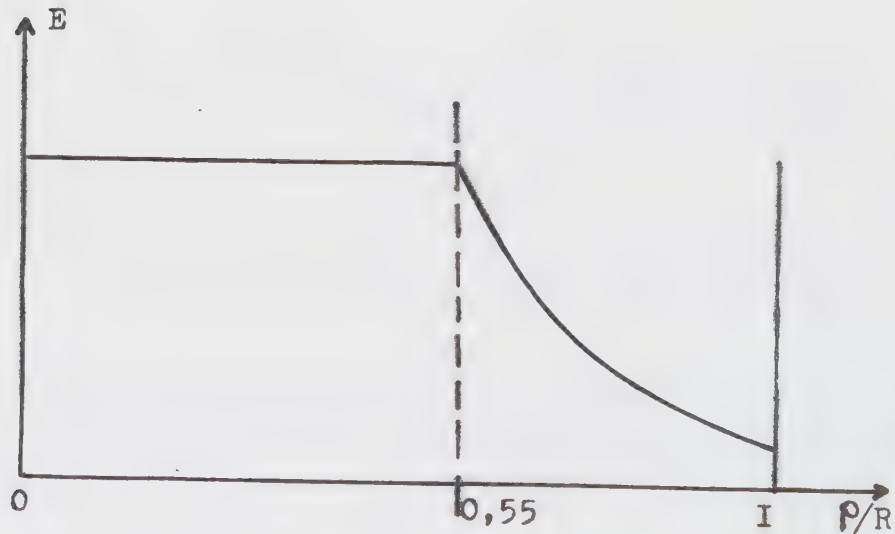
sauf très près du seuil, c'est à dire sauf pour $A < 1,2 A_0$. On remarquera que, en posant $A = P$ et $A_0 = \frac{1}{2} \log \frac{2}{1-n_c}$, on retrouve la loi de variation de t_s trouvée en (2,1-7) en admettant une puissance constante. Mais on n'a plus $E = At$.

Expérimentalement, les auteurs trouvent des droites :
 $\frac{1}{t_s} = ma + c$ depuis $m = 0$ jusqu'aux valeurs expérimentées de la puissance.

2. 2. Répartition de l'énergie de pompage dans le rubis.

Les équations ci-dessus supposent que le pompage est uniforme dans tout le volume du rubis. On sait qu'il n'en n'est rien.

Pour un barreau cylindrique non absorbant (saphir) de rayon R , l'énergie de pompage en fonction de la distance p au centre peut se présenter par la courbe suivante, pour un modèle à 2 dimensions,



d'après Delvin et al. (D3). Ces calculs ont été complétés pour le modèle à 3 dimensions par Mc Kenna (K2) et par Sooy et Stitch (SII) pour un barreau entouré d'un diélectrique, en tenant compte de la lumière venant de toutes les directions (et pas seulement perpendiculairement au barreau), et de ce que le milieu est absorbant. Cooke et al. (C3) tiennent compte de la variation du coefficient d'absorption du rubis avec la longueur d'onde.

Skinner (S12) a mesuré cette répartition d'énergie. Suivant la valeur du produit du rayon R par la concentration F en % de Cr^{3+} , ses courbes n'ont pas la même allure. Pour $R.F = 0$, la courbe est celle représentée ci-dessus. Puis, si R.F augmente, la courbe s'aplatit, et finalement pour R.F élevé, l'énergie de pompage ne pénètre pas au delà de la périphérie du barreau.

Pour la concentration habituelle de 0,05%, l'allure de la courbe représentative est encore celle qui correspond à $R.F = 0$, jusqu'à des diamètres de barreau d'environ 7,2 mm. Nous nous contenterons de cette approximation, nos rubis ayant un diamètre de 6,3 mm, et la plupart des travaux portant sur de telles dimensions, ou des dimensions plus petites.

Skinner mesurait le rayonnement fluorescent d'un disque mince de rubis, l'observation étant photographique.

Lampis, Sacchi et Svelto (L1) ont utilisé une méthode qui semble plus précise : Ils formaient, à l'aide d'un objectif, l'image de la face émissive du rubis sur un film photographique. Le rubis avait un diamètre de 6,4 mm, et une longueur de 30 mm. L'objectif était suffisamment diaphragmé pour donner une grande profondeur de champ. Le rayonnement mesuré traversait un filtre interférentiel $\lambda = 7000 \pm 100 \text{ \AA}$. Le résultat confirme le calcul bidimensionnel, et correspond encore à la courbe ci-dessus. Si l'énergie de pompage au centre est de 1, elle n'est plus que de 0,42 à la périphérie du barreau placé dans l'air, et pompé à 400 J.

Mais, ces mesures montrent de plus que la répartition tend à devenir uniforme à toute distance du centre, si l'énergie totale du flash de pompage augmente. En particulier, au seuil d'un rubis placé entre 2 réflecteurs plans (pouvoir réflecteur de 98%) cette répartition a été trouvée sensiblement uniforme. Ces auteurs ont expliqué le fait par une diminution d'absorption de la région centrale au cours du pompage, consécutive au dépeuplement du niveau fondamental, plus important dans cette région.

Daneu, Sacchi et Svelto (D2) utilisent la même méthode, mais le détecteur est un photomultiplicateur intégrateur muni d'une fenêtre de petites dimensions. Cette méthode a l'avantage :

- 1°/ de donner une meilleure approximation des mesures
- 2°/ de permettre de tracer la courbe de population en fonction de l'énergie de pompage fournie à chaque instant.

Le rubis mesuré, dont la longueur est cette fois de 7,62 cm, n'est pompé que sur 3 cm. Les résultats sont les suivants :

1°/ La population N_2 est toujours supérieure au centre du barreau, même pour une énergie de pompage qui dépasserait le seuil avec un rubis démasqué (Les auteurs ne donnent pas la courbe de répartition suivant le diamètre).

2°/ les 2 courbes établies, qui correspondent au centre et à la périphérie du barreau, suivent une loi

$$N_2 = N_0 (1 - e^{-fE}) ,$$

avec une asymptote commune pour $N_2 = N_0$, lorsque E augmente indéfiniment. Cette expression correspond à (2,1-2) dans laquelle on aurait pris $P \gg A_{21}$, l'énergie E étant $\langle P \rangle t$, le symbole $\langle \rangle$ indiquant la valeur moyenne de P de 0 à t.

L'équation (2,I-2) étant vérifiée dans les conditions que l'on voit pour un barreau éclairé sur une faible longueur, on doit trouver t_s en fonction de n_c .

2.3. Population au moment du seuil

Après avoir mesuré $N_2 = f(E)$, Daneu et al. disposent des miroirs aux extrémités du rubis démasqué et mesurent E . Ils trouvent, au seuil, $N_2 \simeq 0,63 N_0$ au centre du barreau. Au même instant, $N_2 \simeq 0,49 N_0$ à la périphérie. Enfin, de la valeur au seuil les auteurs peuvent déduire, pour un trajet dans le rubis de 7,62 cm, que les pertes par diffusion et diffraction s'élèvent à 45 %, valeur comparable à celle qui a été trouvée par Aagard (A2).

Au lieu de mesurer directement N_2 par l'émission spontanée, on peut au contraire mesurer N_1 par absorption. C'est ce qu'ont fait Aagard et Dufault (A3). Ils ont mesuré l'absorption du rubis dans l'intervalle 4800-6200 Å et entre 77°K et 300°K, pour différentes valeurs du pompage, au seuil et au delà. Ils ont trouvé au seuil :

+ $N_2 = 0,54 N_0$ pour un rubis à 300°K, pompé entre 3 et 50% au-dessus du seuil, aussi bien pendant le rayonnement laser qu' aussitôt après, le rubis étant disposé entre 2 miroirs diélectriques ;

+ $N_2 = 0,49 N_0$, si le rubis est pompé au seuil sans miroir aux extrémités ;

+ $N_2 = 0,47 N_0$ à 145°K avec miroirs ;

+ $N_2 = 0,49 N_0$ à 200°K.

Ces valeurs sont contestées par Kiang et al. (K3), mais ces auteurs ne donnent pas leur valeur de N_2 .

Nakaya (N4) mesure N_1 en observant l'absorption perpendiculairement à l'axe du barreau. Ses résultats sont les suivants : N_2 atteint une valeur maximum au début de l'oscillation laser, et reste constant jusqu'à la fin de cette oscillation. L'absence de

variation de N_2 que l'on devrait trouver d'après les solutions de Dunsmuir (voir § 1,431) est attribuée à une constante de temps trop élevée de l'appareillage. Nakaya obtient $N_2 = 0,3 N_0$ pendant l'émission. On sait que N_2 diminue du centre du barreau vers la périphérie et la valeur trouvée n'est qu'une moyenne.

Cette méthode a permis de mesurer N_2 dans une région du rubis en fonction de la longueur pompée du barreau. Le résultat est que si l'on masque le barreau sur une partie de sa longueur, la vitesse d'accroissement de N_2 dans la partie qui est toujours éclairée reste inchangée. Ceci est important car on justifie les résultats de Daneu, et aussi ceux que nous décrirons qui ont été obtenus avec des rubis plus ou moins masqués.

Une mesure plus récente et aussi plus détaillée a été effectuée par Laborge et Weber (L2). Ces auteurs déterminent la population excitée par l'absorption à $3650 \text{ \AA}$ suivant l'axe du barreau, et sur toute la surface de son extrémité. Avec une excitation normale, au moment du déclenchement $N_2 = 0,36 N_0$. Avec le même pompage, mais en éliminant les réflecteurs, N_2 atteint la valeur maximum de $0,42 N_0$. Si le déclenchement est retardé par un absorbant saturable, la valeur de N_2 est intermédiaire.

La conclusion de ce paragraphe semble pouvoir être la suivante : Les mesures de N_2 au moment du déclenchement (donc de n_c) donnent des valeurs assez peu précises. L'ordre de grandeur obtenu par Daneu, soit $N_2 = 0,63 N_0$ ($n_c = 0,26$), est peut être un peu élevé, mais paraît proche de la réalité. Les mesures par absorption donnent des valeurs trop faibles, parce que représentant une moyenne, ce qui est d'ailleurs confirmé par Daneu. Elles montrent par comparaison que dans toute une région du rubis, le seuil n'est pas atteint au début de l'oscillation laser.

En tout cas, on ne peut en tirer t_s .

2. 4. Nos mesures

Le dispositif de mesures sera décrit et discuté dans le chapitre 3, mais nous préférons donner ici nos résultats relatifs à ce qui vient d'être examiné dans les § 2,1 - 2,2 - 2,3.

La figure 2,4a. reproduit un oscillogramme multiple typique : L'énergie fournie par la pompe, mesurée en lumière verte depuis le début du pompage est représentée par les courbes ascendantes. Le trait horizontal inférieur représente l'axe des abscisses ($E = 0$). Chaque division horizontale correspond à $100 \mu s$. L'intensité de la lumière sortant du rubis et après traversée d'un filtre interférentiel est mesurée par les courbes descendantes. Le trait horizontal supérieur représente l'axe des abscisses pour l'intensité. On notera que la polarité des signaux, positive pour l'énergie de pompage est négative pour les intensités de la lumière du rubis.

Un premier flash, obtenu avec une tension de charge des condensateurs de 4400 volts fournit une courbe d'énergie de pompage en fonction du temps (courbe inférieure du faisceau ascendant) et la courbe des intensités émises par le rubis (courbe supérieure du faisceau des traces négatives). Un deuxième flash, avec une tension de charge $V_f = 4500$ volts des condensateurs, donne la paire de traces suivantes. Pour $V_f = 4600$ volts et davantage, les courbes des intensités sont interrompues par le démarrage de l'oscillation laser, ce qui donne la valeur de t_s .

Pour les mesures, chaque flash est enregistré sur un cliché différent. Ici, pour l'exposé, nous avons superposé 7 oscillogrammes sur le même cliché.

Nous trouvons :

Tension d'excitation du flash	t_s en μ s	E_s (en valeurs relatives).
6000 Volt	170	315
5500	225	400
5100	320	505
4800	465	625
4600	680	740

Cependant, les équations 2,1 que nous voulons vérifier ont été établies pour P indépendant du temps, c'est-à-dire que l'on devrait avoir $E = Pt$. Au début du fonctionnement du flash, les traces donnant E en fonction de t sont sensiblement des droites de pente P . Nous remarquons que l'on a approximativement $P = k.V_f$, k étant une constante. Pour des valeurs de t plus grandes, P diminue au cours de l'éclair de pompage. Si nous appelons P_m la valeur moyenne de P depuis $t = 0$ jusqu'à $t = t_s$, soit $P_m = E_s/t_s$, et si nous formons P_m/P , nous obtenons une indication de l'écart à la linéarité.

Nous avons :

Tension d'excitation en volts	P_m	P	P_m/P
6000	1.86	1.86	1
5500	1.78	1.77	0.995
5100	1.58	1.64	0.96
4800	1.35	1.51	0.89
4600	1.09	1.39	0.78

Nous ne retiendrons donc que les 4 premières valeurs dans les calculs qui suivent.

Il apparaît tout de suite que la variation de t_s en fonction de la puissance de pompage ne correspond pas au résultat trouvé par Siegman et Allen.

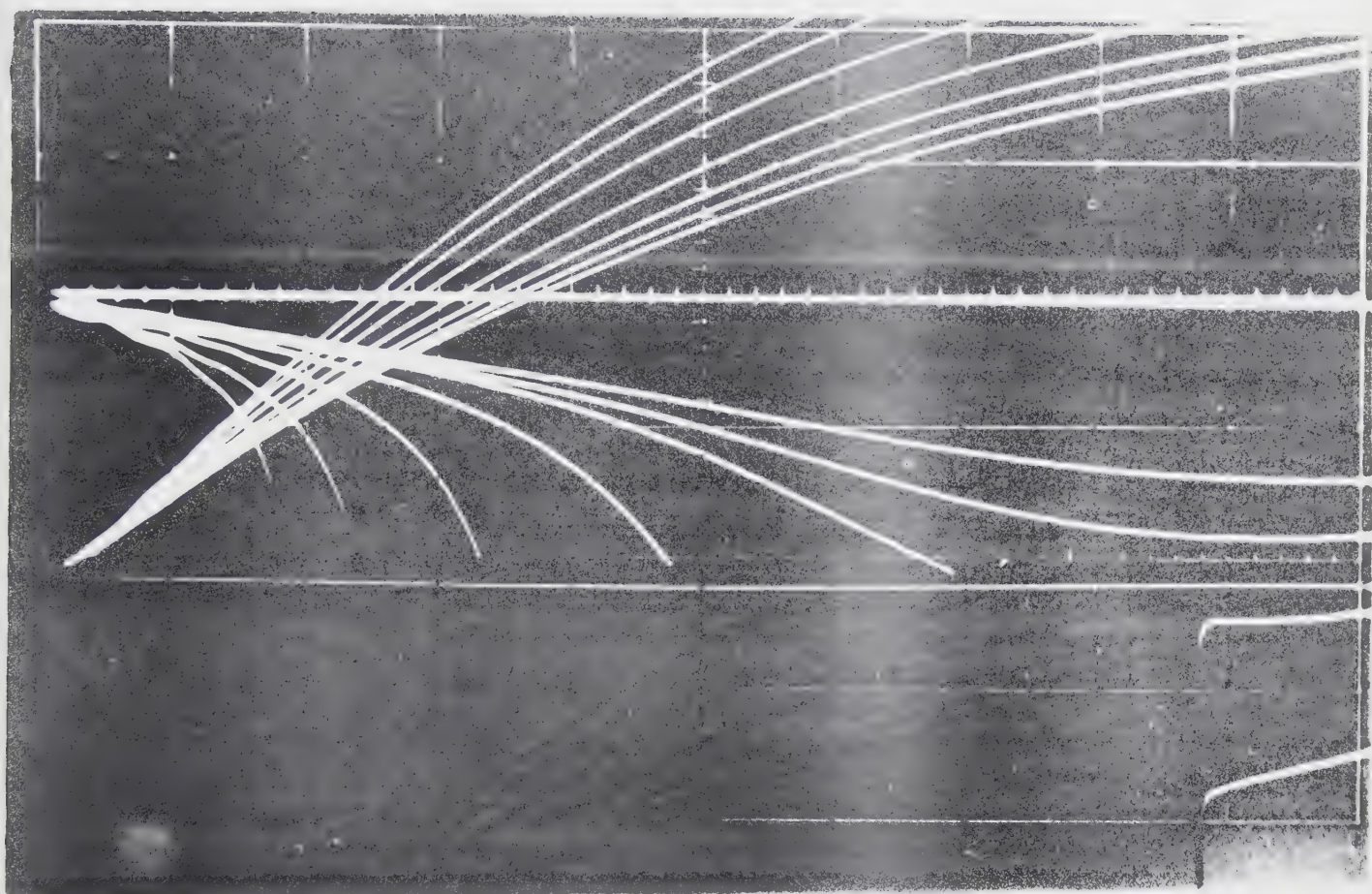


Figure 2,4 a

Pour relier nos mesures aux équations (2,1-5) et (2,1-6), nous ne connaissons pas les valeurs absolues de P, mais seulement des quantités qui leur sont proportionnelles, ni la valeur de n_c .

Pour cette dernière nous envisagerons 2 cas extrêmes, à savoir : $n_c = 0$ et $n_c = 0,3$.

Posant $P = mA_{21}$, nous voulons vérifier que :

$$t_s = \frac{1}{(m+1) A_{21}} \quad \text{Log} \quad \frac{2 m}{(m-1) - n_c (m+1)}$$

$$E_s = \frac{m}{m+1} \quad \text{Log} \quad \frac{2 m}{(m-1) - n_c (m+1)}$$

1) Pour $n_c = 0$, nous traçons la courbe 1 de la figure 2,4b, soit :

$$t_s = \frac{2,3}{250 (m+1)} \quad \text{Log}_{10} \quad \frac{2 m}{m-1}$$

en prenant $A_{21} = 250 \text{ s}^{-1}$

Puis nous traçons E_s calculée, soit E_{sc} :

$$E_{sc} = \frac{2,3 m}{m+1} \quad \text{Log}_{10} \quad \frac{2 m}{m-1}$$

Nous lisons sur les courbes 1 et 3 que pour $t_s = 170 \mu\text{s}$ $m = 17$ et $E_{sc} = 0,708$. Nous raccordons arbitrairement les valeurs mesurées de E_{sm} en ce point, dont le choix n'a évidemment aucune importance. Ayant donc posé $E_{sm} = 0,708$ pour $t_s = 170 \mu\text{s}$, nous obtenons les valeurs E_{sm} correspondant aux différents t_s , que nous portons dans la colonne 3 du tableau ci-dessous. La courbe 3 de la figure 2,4b représente la valeur E_{sm} ainsi définie. Dans le tableau, nous avons porté aussi E_{sm}/E_{sc} . Il est clair que les équations 2,1-5 et 2,1-6 ne sont pas vérifiées dans ces conditions.

Nous référant à Walsch et Kemeny (déjà cité) nous avons cherché si la concordance était meilleure en prenant une valeur $A'_{21} \neq A_{21}$

Avec $A'_{21} = 4 A_{21}$, nous obtenons les colonnes 5,6,7 du tableau ci-dessous et les courbes 4 et 5 de la figure 2,4b correspondant respectivement à t_s et Esm. L'accord entre Esm et Esc n'est pas atteint. Enfin en prenant $A'_{21} = 20 A_{21} = 5000 \text{ s}^{-1}$, nous obtenons la figure 2,4c et les dernières colonnes du tableau correspondant à $n_c = 0$. Cette fois, les courbes Esm et Esc sont assez concordantes, compte tenu de la précision des mesures.

2°/ Pour $n_c = 0,3$, nous obtenons le tableau correspondant ci-dessous et les courbes de la figure 2,4d sur laquelle nous n'avons considéré que $A'_{21} = 10 A_{21}$ et $20 A_{21}$.

Conclusion : Que l'on prenne $n_c = 0$ ou $n_c = 0,3$, les équations ne sont pas vérifiées, sauf si nous adoptons pour A_{21} une valeur de l'ordre de 20 fois celle qui est admise habituellement. Walsch et Kemeny avaient trouvé 3 fois la valeur. Si nous recommençons les mesures dans des conditions suffisamment différentes, nous trouverons des résultats encore différents. Il faut donc admettre que la base, pourtant classique, ayant servi à établir ces équations n'est pas suffisante. En fait, nous verrons que A_{21} a bien, dans les conditions où nous avons opéré, la valeur classique. La valeur apparente que nous avons trouvée a une autre origine que nous allons déterminer

Tableaux 2, 4.

1°) Pour $n_c = 0$

$A'_{21} = A_{21} = 250 \text{ s}^{-1}$ $A'_{21} = 4 A_{21} = 1000 \text{ s}^{-1}$ $A'_{21} = 20 A_{21} = 5000 \text{ s}^{-1}$									
ts en μs	Esc x1000	Esm x1000	Esm/ Esc	Esc x1000	Esm x1000	Esm/Esc	Esc x1000	Esm x1000	Esm/Esc
170	708	708	1	770	770	1	1160	1160	1
225	716	900	1,26	796	978	1,23	1350	1470	1,09
320	727	1140	1,57	840	1235	1,47	1730	1860	1,06
465	746	1400	1,88	888	1530	1,72	2370	2260	0,95

2°) Pour $n_c = 0,3$

$A'_{21} = 4 A_{21} = 1000 \text{ s}^{-1}$ $A'_{21} = 10 A_{21} = 2500 \text{ s}^{-1}$ $A'_{21} = 20 A_{21} = 5000 \text{ s}^{-1}$									
170	1180	1180	1	1430	1430	1	1930	1930	1
225	1240	1240	1,21	1570	1820	1,16	2520	2450	0,97
320	1330	1890	1,42	1920	2300	1,2	2900	3100	1,07
465	1470	2340	1,59	2160	2840	1,31	4400	3820	0,87

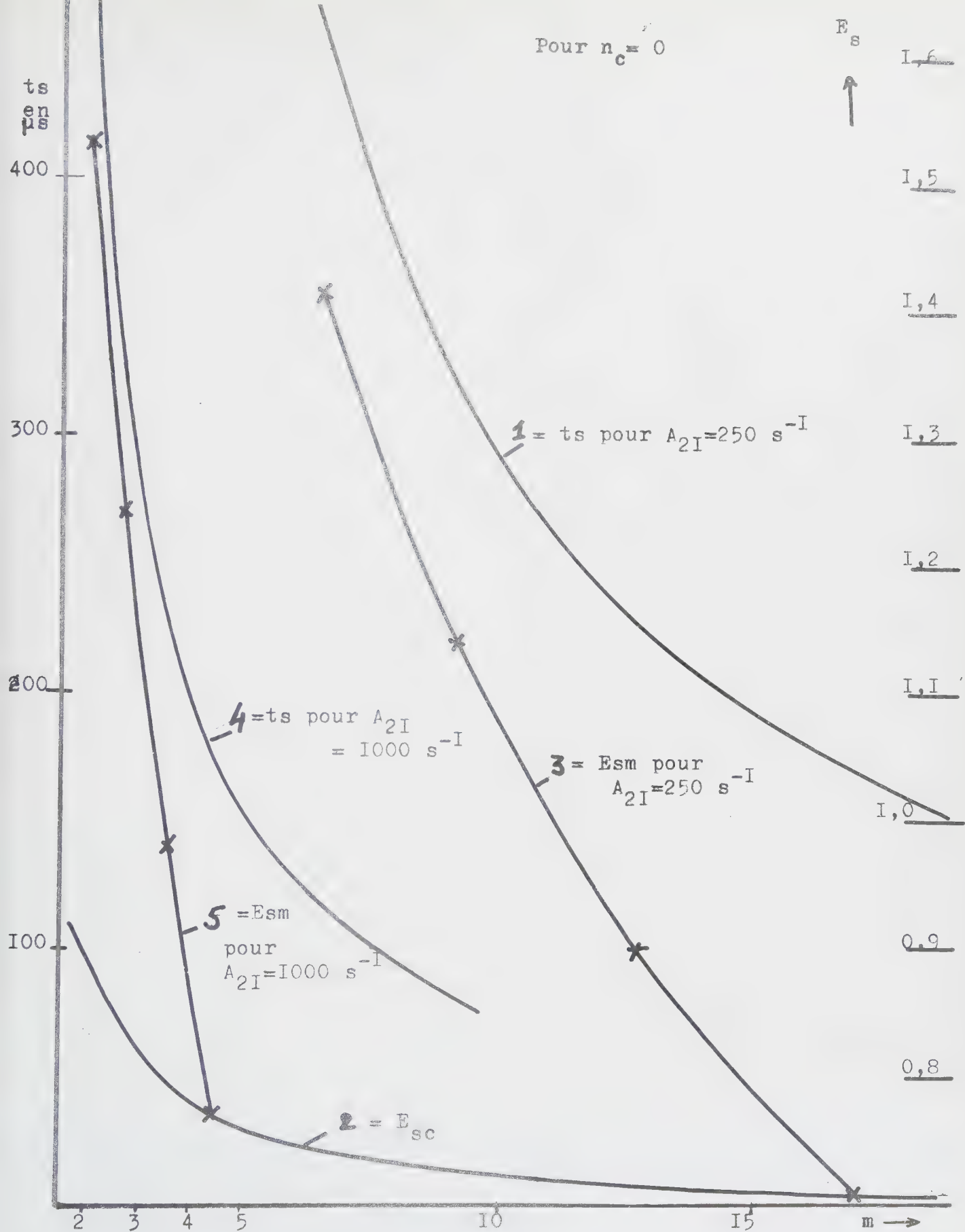


Figure 2,4b

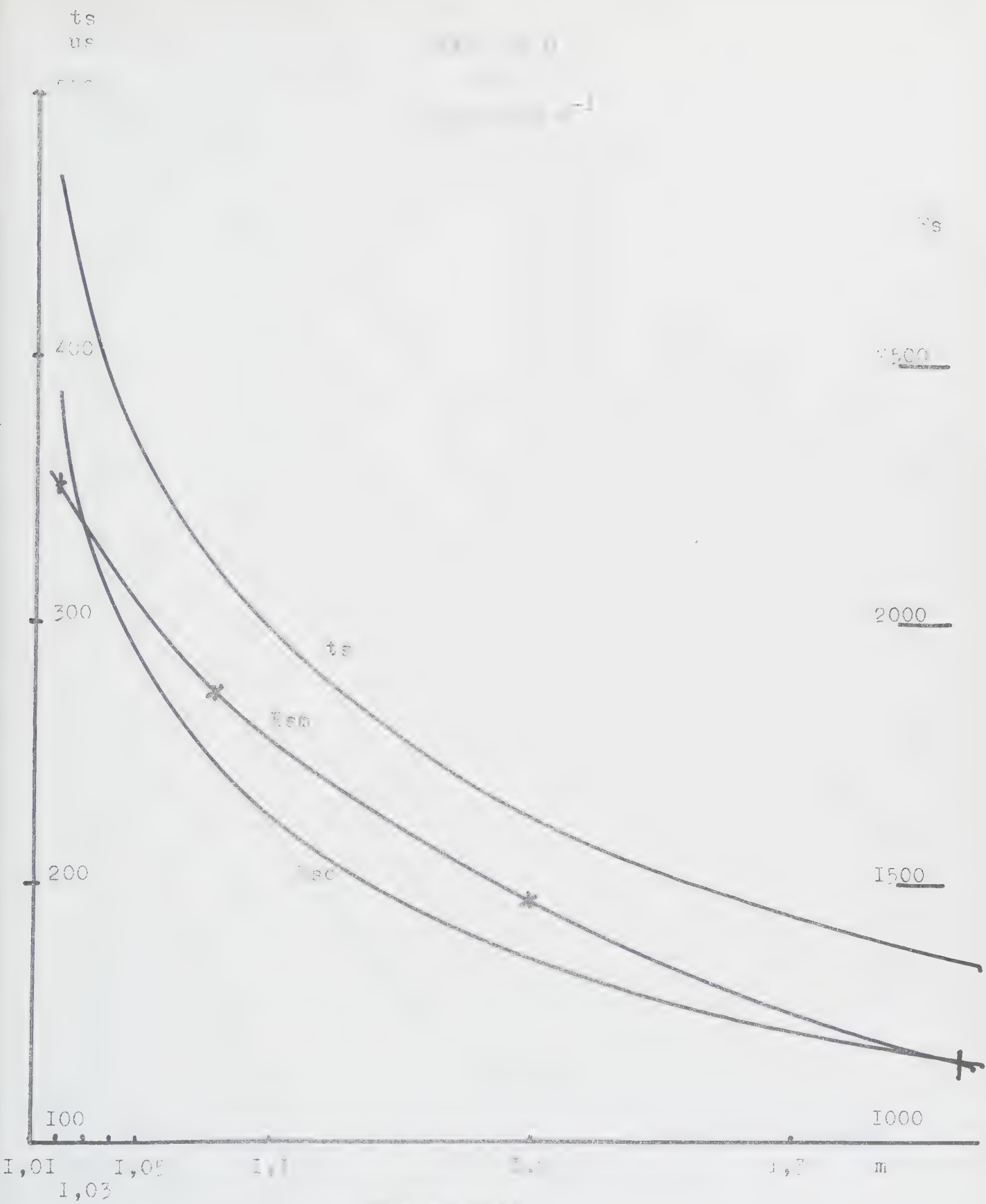


Figure 22.6

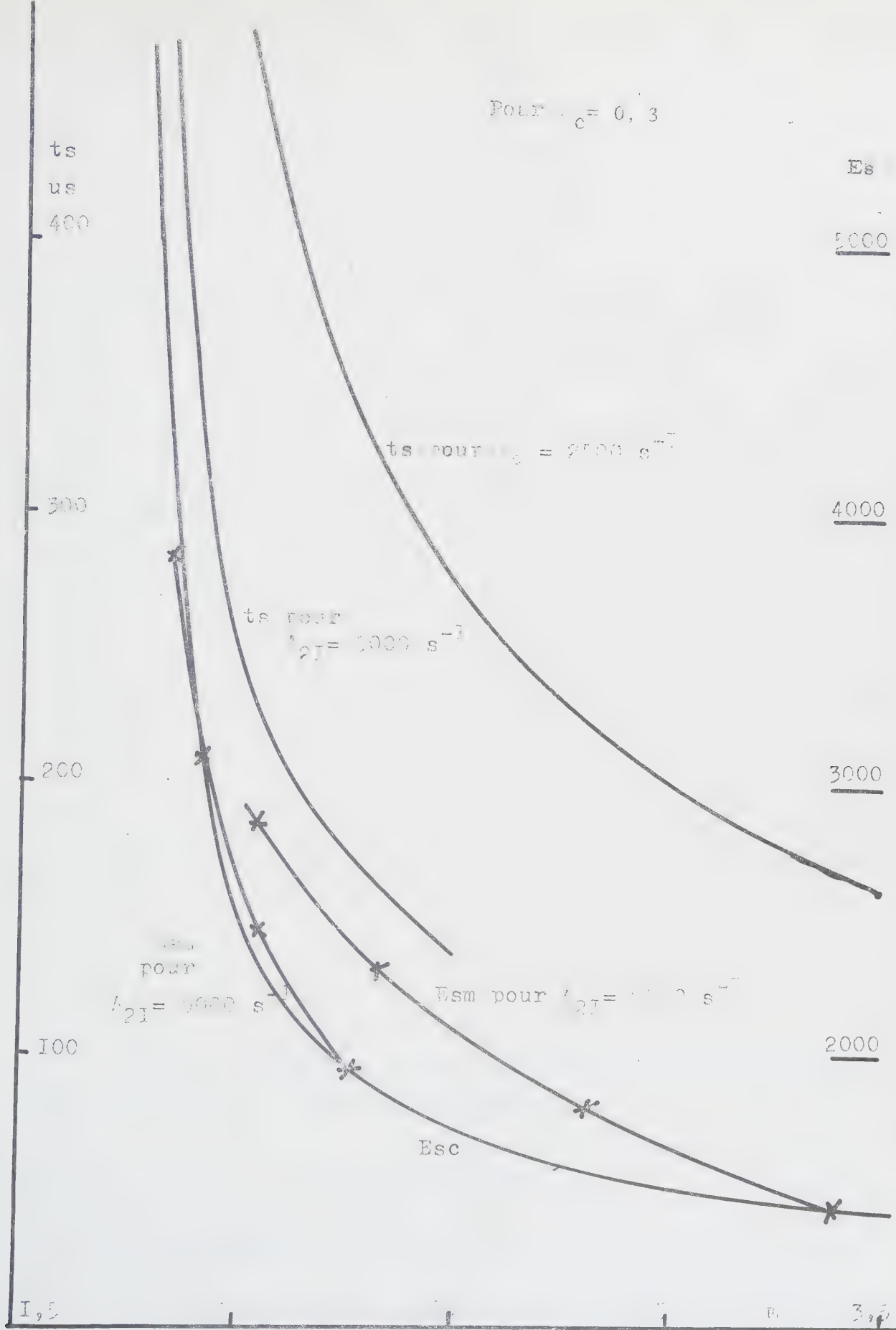


Figure 2.4 d

CHAPITRE III

DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX ET MESURES DE FLUORESCENCE

3. 0. Plan du chapitre

Nous décrirons d'abord la tête laser qui permet de pomper les rubis, puis les dispositifs de mesure de leur rayonnement, avant, pendant et après l'oscillation laser. Ces dispositifs ne sont pas fondamentalement originaux, mais ils se particularisent par un certain nombre de détails technologiques importants qu'il est nécessaire de décrire.

Par contre, nous ne ferons que citer les accessoires, parfois construits spécialement, mais ne comportant pas de caractéristiques particulières.

Nous examinerons ensuite les mesures de fluorescence, dont certains résultats peuvent être recoupés avec des travaux antérieurs.

Nous verrons apparaître la "superfluorescence" dont nous étudierons divers aspects.

Dans ce chapitre, nous ne ferons qu'aborder les observations relatives à l'oscillation laser.

3. 1. Le Laser

3. 1. 0. Généralités

La tête laser est représentée schématiquement par la figure 3-10. Tous les organes sont enfermés dans une boîte métallique (6) rendue aussi étanche que possible à la lumière et

entièrement recouverte de mousse de plastique servant d'écran thermique vis à vis de l'extérieur.

Le rubis est maintenu en place par un porte-rubis (1) disposé à l'intérieur d'un cylindre de Dewar sans fond (2) et pompé par un flash (4), lui-même entouré d'un réflecteur métallique (5).

La boîte à lumière comprend en outre un orifice latéral sur lequel on peut adapter une photocellule pour la mesure de l'intensité lumineuse de pompage. Cette cellule permet aussi le déclenchement de la base de temps de l'oscillographe.

Un montage mécanique simple permet de caler la tête laser sur le banc d'optique.

3. 1. 1. Fixation du rubis.

Le rubis est maintenu en place par le porte-rubis (1), dont l'ouverture est évasée vers l'avant avec une forme appropriée pour éviter les réflexions parasites. Cette pièce est supportée par le flasque antérieur de la boîte à lumière de telle sorte qu'elle puisse tourner autour de son axe, ce qui permet en particulier d'amener le plan de polarisation du faisceau dans toute orientation voulue.

On sait que des contraintes exercées sur un barreau de rubis peuvent entraîner des modifications de fonctionnement. Lipsett et Stranberg (L3) ont montré par des photographies en champs proches et lointains les variations des images de la face émissive et aussi celles des anneaux à l'infini provoquées par la déformation du barreau. Dueker (D4) a mesuré un élargissement de la raie de fluorescence de $0,38 \text{ cm}^{-1}$ à $0,64 \text{ cm}^{-1}$ pour des contraintes de 7000 kg/cm^2 .

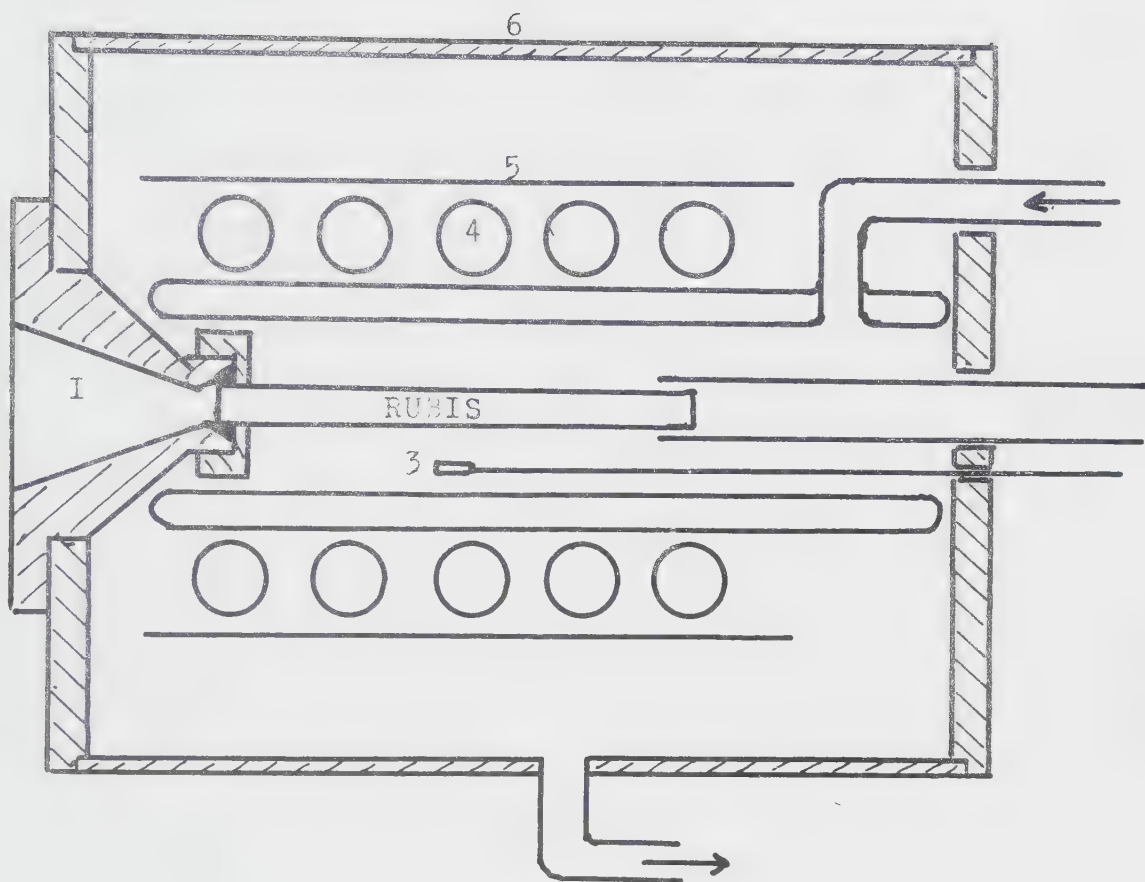


Figure 3,10

Nous imposons à nos rubis, avec notre montage "en pince", des contraintes très intérieures à celles qui ont été expérimentées dans ces travaux. Ce montage permet de répartir les efforts de façon homogène sur la partie serrée et réduit au maximum les contraintes exercées pour une sécurité donnée de fixation.

L'arrière du rubis peut être masqué par un tube de diamètre intérieur égal à celui du rubis (avec seulement le jeu nécessaire au glissement). Ce tube, qui coulisse à frottement doux au travers du flasque arrière de la boîte à lumière permet d'occulter plus ou moins la lumière de la pompe et de faire varier la fraction de longueur de rubis soumise au pompage.

Accessoirement ce tube nous a permis, pour des contrôles, de desserrer complètement la pince porte-rubis en supportant le barreau par l'arrière. Nous avons pu vérifier ainsi que le serrage était d'un ordre de grandeur suffisamment faible pour ne pas perturber nos mesures.

3. 1. 2. Réglage de température du rubis.

La température du rubis est un facteur très important : Non seulement la longueur d'onde de la fluorescence varie de 6943 Å à la température ambiante, à 6934 Å à 77°K, (Abella, A5), mais encore l'indice de réfraction et la longueur du barreau s'en trouvent modifiés (voir + bas), donc aussi les caractéristiques de la cavité résonnante.

D'autre part, l'absorption de la lumière de pompage crée un échauffement notable. Lincoln (L4) a trouvé des impulsions thermiques à l'intérieur d'un flash hélicoïdal de l'ordre de 1 à 1,7 cal par cm² et par kJ d'énergie électrique fournie au flash.

Dans notre tête laser, les rubis peuvent être refroidis jusqu'à environ 110°K par circulation de gaz sec à l'intérieur du petit Dewar représenté sur la figure 3,10. Ce Dewar sans fond, en pyrex mince, a une longueur de 170 mm, pour des rubis ne dépassant pas 76 mm. Le gaz froid pénètre par l'arrière et sort entre le porte-rubis et l'orifice du Dewar. Il se répartit ensuite dans la boîte à lumière, refroidissant le tube flash, avant d'être repris par la pompe de circulation.

La dessiccation, très importante pour éviter le givrage, est effectuée par traversée du gaz au travers d'une colonne d'alumine activée, puis par barbotage dans une colonne d'azote liquide. Le barboteur à boules spécialement dessiné permet en même temps le refroidissement du gaz.

La température du rubis est mesurée par un thermocouple en chromel-alumel (gaine Thermocoax de 1 mm de diamètre). La soudure "chaude" n'est pas fixée sur le rubis, pour des raisons pratiques et pour éviter des irrégularités de répartition de lumière de pompage, mais disposée dans l'espace compris entre le barreau et le vase Dewar. Cette soudure est enfermée dans un petit tube de laiton et sans contact avec lui. Le dispositif ne mesure donc pas directement la température du barreau, mais celle du milieu dans lequel se trouve celui-ci.

Le rubis n'est pas un bon conducteur thermique, et l'échauffement par la lumière de pompage a lieu dans sa masse. Il est donc nécessaire de laisser le barreau pendant un temps suffisant à la température voulue pour qu'il se remette en équilibre avec elle. La tête en laiton du thermocouple s'échauffe aussi dans le rayonnement du flash de pompage et son inertie a été ajustée empiriquement de telle sorte que son indication de température reste stable lorsque le rubis est déjà revenu lui-même en équilibre. Le réglage

de la masse calorifique de cette tête a été effectué par comparaison entre les indications fournies par le dispositif et celles d'un thermocouple fixé provisoirement sur le rubis.

Une cellule photosensible OAP12 capte la lumière du spot du galvanomètre et coupe la circulation de gaz de refroidissement lorsque la température souhaitée est atteinte.

Les mesures sur le faisceau sont effectuées pendant les arrêts de circulation de gaz. Le bon fonctionnement de l'ensemble est vérifié par la stabilité de l'époque de déclenchement (seuil) du rubis. En fait, il faudrait théoriquement un temps infiniment long pour obtenir l'équilibre exact de température du barreau. Cependant l'expérience montre qu'avec les précautions prises, la reproductibilité est surprenante, après 3 flashes suivant la mise en route, si l'on effectue les mesures systématiquement aussitôt la première ou la deuxième, etc, coupure de circulation du gaz.

3. 1. 3. Pompage du rubis.

Le pompage est effectué à l'aide d'un tube-éclair hélicoïdal à décharge dans le xénon. Cette forme de tube donne un pompage plus uniforme que les dispositifs à 1 ou 2 tubes rectilignes, même avec une forme bien adaptée de réflecteur, comme le montrent par exemple les résultats de White (W2). Plusieurs tubes de marques différentes ont été utilisés. Le diamètre intérieur de ces tubes est voisin de 32 mm et leur longueur utile d'environ 80 mm. Suivant le type, l'énergie appliquée peut atteindre un maximum de 4000 à 5000 Joules.

La lumière du flash est réfléchiée par un cylindre en tôle d'aluminium poli entourant le tube et plus long que lui. Ce réflecteur sert d'électrode d'excitation.

Le tube-éclair est relié en permanence aux bornes d'une batterie de condensateurs de 25 μ F chacun. Une commutation manuelle permet de choisir toute valeur de capacité du banc, entre 25 et 500 μ F. Une source de H.T. permet de charger ces condensateurs à une tension réglable entre 2000 et 6000 volts. On verra plus bas l'intérêt de pouvoir modifier à volonté, soit V, soit C, car si l'énergie appliquée au tube et l'énergie lumineuse sont proportionnelles au carré de la tension, la puissance lumineuse émise, pour une capacité donnée du banc, est, en première approximation, proportionnelle à la tension, au moins jusqu'au moment où le seuil est atteint.

3. 2. Dispositifs de mesures.

Les mesures de rayonnement, tant de fluorescence que de laser sont effectuées à l'aide de cellules photoélectriques dans des montages désignés ci-après : "Cellule CV" et "Cellule PM", que nous allons décrire. Cet équipement est complété par des accessoires tels que filtres, chariots, etc...

La topographie du rayonnement est étudiée point par point à l'aide de ces dispositifs que l'on peut déplacer par rapport aux faisceaux, et aussi par les impacts sur des cibles et l'impression photographique. L'équipement correspondant à ces derniers procédés ne présente aucune particularité fondamentale et ne sera pas décrit.

Il y a d'autres moyens de mesure du rayonnement du laser et en particulier ceux qui font appel aux détecteurs thermiques, largement décrits dans la littérature. Nous ne les avons pas retenus car notre objet n'était pas de faire des mesures absolues des énergies, mais l'analyse temporelle de l'émission. Les détecteurs thermiques ont une inertie trop importante pour cet usage. Un très bon microcalorimètre à réponse rapide a été mis au point par Nouailhat (N3) et peut convenir pour certaines impulsions isolées.

Mais, même un tel dispositif n'a pas encore les caractéristiques de vitesse de réponse qui nous étaient nécessaires.

3. 2. 1. La cellule CV.

Le détecteur utilisé dans ce dispositif est une cellule du type 150 CV dont la cathode Ag-O-Cs a une courbe de sensibilité "type C" avec maximum pour $0,8 \mu\text{m}$. La surface utile de la photocathode est de 8 cm^2 .

Cette cellule photoélectrique conçue pour des mesures photométriques et étalonnée ne doit pas être utilisée avec des intensités lumineuses donnant des densités de courant supérieures à $50 \cdot 10^{-9} \text{ A/mm}^2$.

Pour une bande passante la plus élevée possible du circuit de mesure, la charge du tube doit être réduite au maximum. Pour obtenir dans ces conditions un signal suffisant, on est amené à éclairer toute la surface sensible. D'autre part, le rayonnement du laser, loin d'avoir une répartition spatialement homogène, présente une structure "granuleuse", et par conséquent susceptible de donner des concentrations locales d'énergie. Par contre, son intensité étant en général très supérieure à celle qui est nécessaire pour obtenir le courant maximum de la cathode, il est possible d'accepter d'en perdre une fraction importante en diffusant le faisceau laser avant de le laisser éclairer la cellule.

Il reste cependant une difficulté provenant de la diffusion elle-même. En effet, une abondante littérature que nous n'analyserons pas ici (par exemple B⁴, R³, S⁹) montre que le faisceau laser peut fort bien conserver après diffusion, et parfois acquérir par celle-ci, une répartition non uniforme d'énergie. Cependant, Gould et al (G²) ont montré que, par réflexion diffuse, on obtient en moyenne et à un facteur près une intensité proportionnelle à celle

du faisceau. Pratiquement, en impressionnant un film photographique disposé à la place que devra occuper la photo-cathode, il est possible d'apprécier si la diffusion remplit correctement les conditions requises ci-dessus.

Enfin, comme l'ont montré Sanders et Jones (S8), il est nécessaire de placer le diffuseur à une distance suffisante de la photocathode pour éviter les variations de la réponse en fonction de l'angle des rayons diffusés par rapport à la couche sensible.

L'ensemble du dispositif est représenté par la figure 3,21 a. Le boîtier est constitué de 2 parties. Dans la partie supérieure, on trouve la cellule photoélectrique et les circuits électroniques. La partie inférieure ne contient que le réflecteur diffusant et protège la photocathode contre les éclairagements parasites. Entre les 2 parties, on trouve un tiroir porte-filtres.

Le dispositif peut être utilisé de 2 façons. Dans la première le diffuseur est placé en D (pointillé), et le faisceau pénètre par la fenêtre K; Dans la deuxième, le diffuseur est placé en B. Le faisceau peut alors ressortir par la fenêtre L après avoir traversé la lame L qui en réfléchit une partie sur B. Enfin, le fond G, muni d'une tige pour montage sur le banc d'optique, est amovible. On peut, en enlevant les réflecteurs et en disposant le boîtier sur la tête laser, mesurer la lumière fournie par le tube éclair.

Les diffuseurs sont réalisés à partir d'une feuille d'aluminium enduite, sur laquelle on dépose de la magnésie par sublimation de la fumée de magnésium en combustion, suivant une méthode classique.

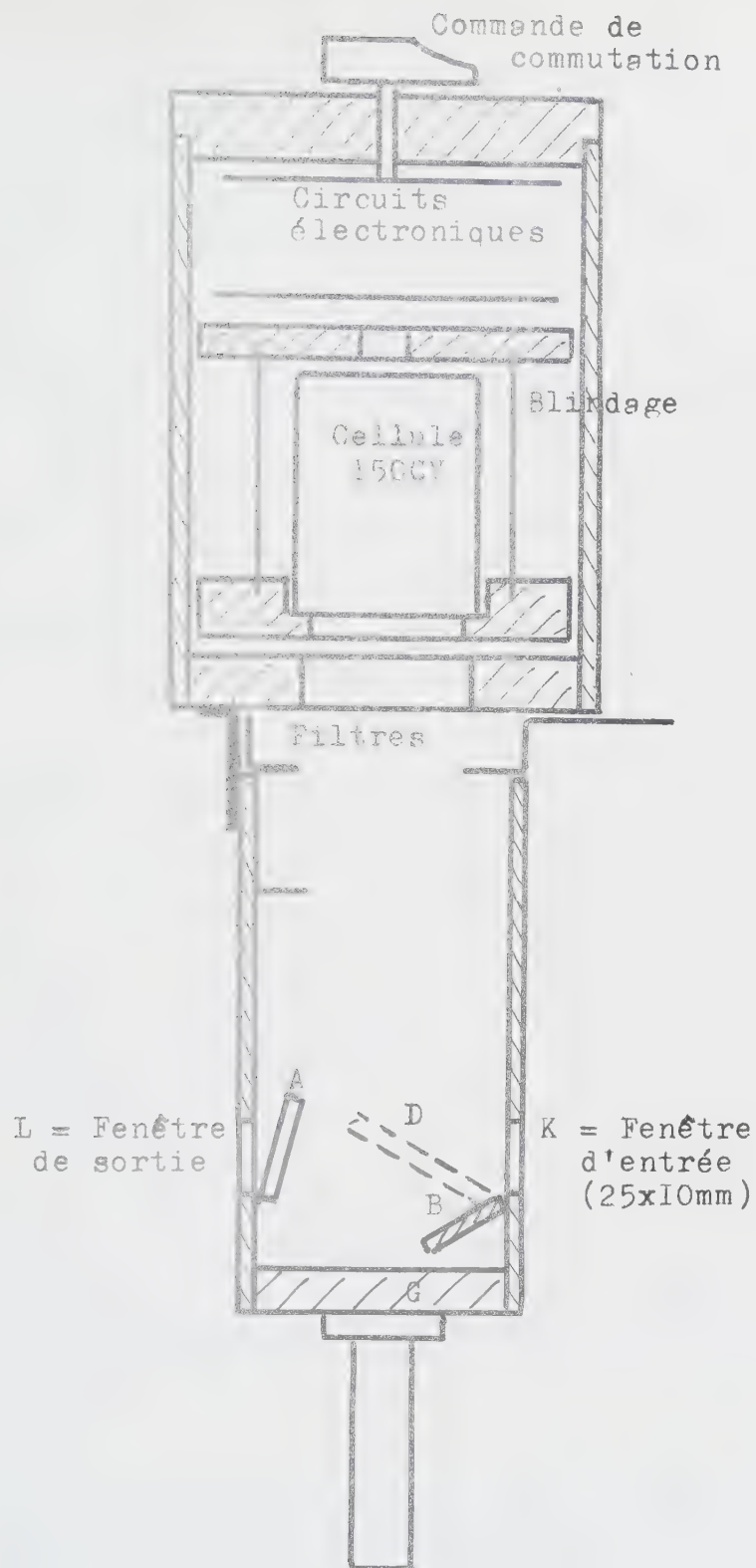


Figure 3-21a

La photocathode est à environ 120 mm de l'écran diffusant. Il a été vérifié qu'un faisceau incident donnait le même courant de photocathode pour tous les calages du boîtier dans le faisceau, sans autre précaution que l'alignement à vue.

Pour atténuer le faisceau incident on utilise en général des filtres gris neutres "Wratten". Ces filtres sont détruits dans le faisceau direct et sont même percés comme on le verra à propos des cibles, dans le chapitre 5. C'est pour cette raison qu'ils sont placés dans un tiroir le plus loin possible du faisceau diffusé. En général, au fond du tiroir, qui peut contenir 3 filtres, on dispose une lame de plexiglass opale diffusant, en guise de premier atténuateur.

La lame séparatrice A permet la mesure d'une partie du faisceau en arrière de la cellule, l'autre partie étant mesurée par celle-ci. Elle pose quelques problèmes. En effet, le pouvoir réflecteur comme l'on sait, dépend du plan de polarisation du faisceau. Pour cette raison, Glick (G3), par exemple, interpose dans le faisceau à mesurer une série de polaroïds, avant les 2 détecteurs. Nous étions obligés de rejeter une telle méthode pour notre usage, afin de ne pas modifier le faisceau incident.

D'autre part, les lames recouvertes d'une couche semi-réfléchissante présentent l'inconvénient de n'être pas stables dans le faisceau laser. Et d'ailleurs, leur support diélectrique peut modifier la transmission relative des deux plans de polarisation du faisceau.

Finalement en égard au fait qu'en général on a intérêt à laisser traverser le premier appareil de mesures avec le minimum de pertes pour le faisceau, nous avons résolu le problème en utilisant une simple lame de verre à faces parallèles presque perpendiculaire au faisceau, qui lui parvient sous une incidence d'environ 7° seulement. Cet angle est suffisant pour éclairer le diffuseur B, et ceci sans retour de lumière parasite.

Dans ces conditions, le taux de transmission est d'environ 90 % et celui de polarisation de l'ordre de 0,1 % (d'après le calcul classique). Enfin, le 2^{ème} rayon transmis par la lame après réflexion a une intensité de l'ordre de 3% du 1^{er} rayon direct et ne peut donc produire d'interférence.

La figure 3,21b représente le schéma de principe du montage électronique. La cellule 150 CV est chargée par des impédances Z_g commutables. Le commutateur est monté dans le boîtier pour réduire les longueurs de connexions. Les constantes de temps Z_g varient entre celle d'une résistance pure de faible valeur en parallèle avec les capacités de sortie de la cellule et d'entrée de l'amplificateur, et celle de résistances de fortes valeurs avec condensateur important. Dans ce dernier cas, le signal reçu est intégré par rapport au temps, avec une constante de temps pouvant atteindre 32 ms.

La plus faible a été évaluée de l'ordre de 60 ns. Entre ces 2 extrêmes, il est possible d'intégrer partiellement ou complètement les pics ou de les résoudre, ce qui s'est montré souvent fort utile.

Le signal est transmis à l'oscillographe par un cathode-follower monté lui aussi dans le boîtier. Il utilise les 2 triodes d'un tube E 188 CC montées en parallèle de façon classique. Son alimentation est stabilisée.

Schiel (SIO), qui a montré la validité des mesures par intégration des charges fournies par une photocellule dans le faisceau laser, utilise la décharge d'un condensateur préalablement chargé. Le principe de notre dispositif est donc aussi justifié par cet auteur. La technologie de notre montage présente l'avantage de possibilités plus universelles.

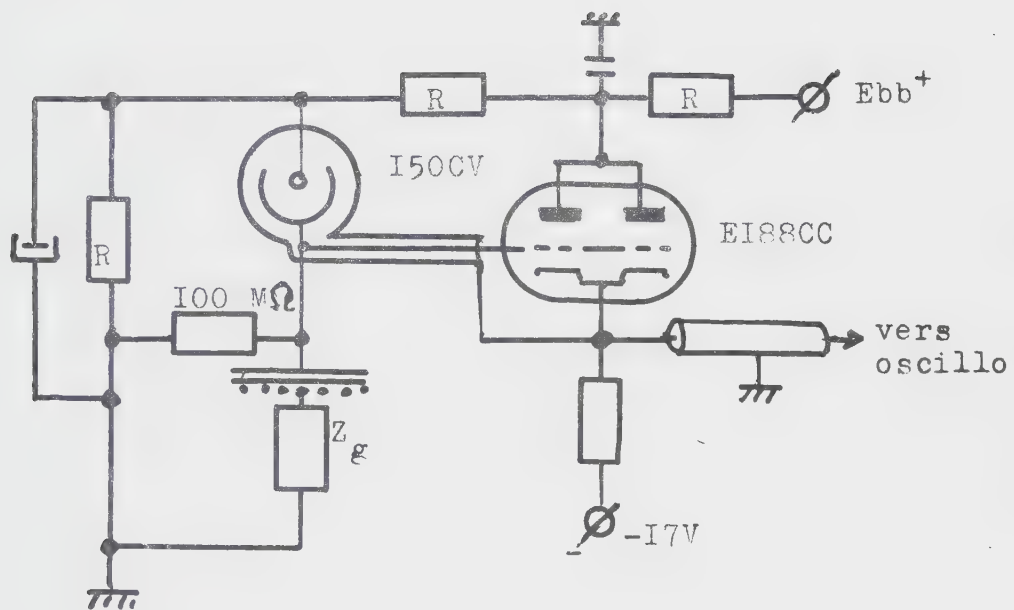


Figure 3-2Ib

Nous n'avions pas besoin de la mesure précise des puissances ou énergies lumineuses, mais seulement des ordres de grandeur. Aussi, l'étalonnage n'a pas été spécialement étudié. Il a commencé par celui de la cellule seule, en lumière blanche, à partir d'une lampe photométrique à ruban de tungstène. La sensibilité est de $24 \mu\text{A}/\text{lm}$. En infrarouge, la sensibilité est donnée pour $5,5 \mu\text{A}/\text{lm}$. Cette valeur montre que la cathode est "normale" et donc que l'on peut appliquer le tableau de conversion de Engstrom (E3). La sensibilité à $6934 \text{ \AA}$ est donc de $1,92 \text{ mA}$ par watt.

Il fallait aussi connaître le coefficient d'atténuation du boîtier dans lequel est montée la cellule. Malheureusement, la sensibilité du dispositif est alors très faible parce que le montage introduit une forte atténuation. Nous avons donc formé l'image du ruban de la lampe photométrique, une première fois sur la cellule, et une deuxième fois sur le diffuseur du boîtier placé au même endroit, le faisceau lumineux étant modulé par un disque denté. Il ressort de cette méthode que les sources d'erreurs sont importantes, mais l'approximation est suffisante pour estimer le régime de fonctionnement d'un rubis.

3. 2. 2. Cellule PM

Ce dispositif est équipé d'un photomultiplicateur type 150 CVP à 10 étages. Il a été choisi parce que sa cathode est la même que celle de la cellule 150 CV. Il est monté en boîtier dans les mêmes conditions que la cellule CV. Une seule position du diffuseur existe (position D).

Le P.M. est alimenté par une source H.T. stabilisée permettant de choisir des potentiels d'anode par bonds successifs entre 900 et 1400 volts. Cette disposition permet, lorsque l'on n'a pas besoin d'un gain important, d'utiliser une tension relativement faible pour lequel le bruit de fond est en pratique négligeable.

Les potentiels des différentes électrodes sont définis par un pont de résistances et capacités. Ce diviseur de tensions a été établi de façon classique, mais très soigneusement calculé pour obtenir un gain constant du P.M. pendant la durée des signaux les plus longs (de l'ordre de 2 ms) avec les signaux les plus forts.

Le côté positif de l'alimentation est à la masse. Les charges d'anode sont aussi commutables, comme pour la cellule CV, et les recouvrent largement. Toutefois, les valeurs les plus élevées ont été supprimées et leur place sur le commutateur utilisée pour disposer des résistances pures plus réduites. La charge minimum du P.M. est de 100 ohms. La constante de temps théorique de cette charge avec les capacités parasites (de sortie du PM, d'entrée du C.F. et du cablage) peut être évaluée à 4ns. La résolution n'est donc limitée que par le P.M. et les circuits de mesure en aval. A l'opposé, l'intégration est possible avec une constante de temps analogue à celle de la cellule CV.

Les signaux sont appliqués directement à la grille d'une triode EC 1000 montée en cathode-follower. La bande passante que l'on peut obtenir avec ce C.F. est de 300 MHz. L'alimentation de celui-ci est stabilisée comme pour la cellule CV.

Il résulte du montage que les signaux laser sont "négatifs", c'est-à-dire que l'augmentation de l'intensité mesurée se traduit par des ordonnées plus négatives sur l'écran de l'oscillographe. Les signaux CV et PM sont donc des signes opposés, leur juxtaposition sur les oscillogrammes est commode et la lisibilité reste bonne malgré la complexité parfois inextricable des signaux. Mais la raison du choix de signaux négatifs est la suivante : Lorsque l'on veut mesurer la fluorescence ou des pics laser, si la bande passante des circuits est suffisante, on obtient une tension reproduisant l'amplitude des signaux, car on s'arrange pour ne pas saturer les circuits. Mais si l'on veut mesurer un signal

de fluorescence, interrompu pendant un certain temps par une impulsion de très grande amplitude, on pénètre dans une zone de saturation des circuits. A la fin de cette impulsion, on trouve un décalage important des tensions. C'est un problème analogue à celui de la "restitution de la composante continue". Le résultat est très apparent sur des oscillogrammes tel que celui publié à l'origine par Maiman : La trace tend vers une asymptote de tension négative, et traverse l'axe des temps au lieu d'y revenir. Cet auteur, en faisant fonctionner le premier laser à rubis avait d'autres problèmes en tête que celui-ci, mais on trouve nombre de publications ultérieures dont les oscillogrammes présentent le même défaut.

En utilisant des signaux négatifs, nous limitons l'amplitude du signal à la tension négative d'alimentation de cathode du C.F.. Celui-ci est bloqué pendant la majeure partie de la durée du signal qui ne nous intéresse pas. Dès la fin de cette grande impulsion, les circuits électroniques qui n'ont pas été saturés peuvent de nouveau suivre le potentiel de grille du C.F., dès que la tension de cut-off est dépassée. La trace des oscillogrammes revient alors sur l'axe des abscisses.

La figure 3,22a illustre le fonctionnement correct du montage, que l'on pourra remarquer sur les autres oscillogrammes accompagnant ce texte.

La cellule CV, n'étant pas utilisée dans les conditions que l'on vient d'indiquer, peut donner des signaux positifs sans inconvénient.

Le contrôle du dispositif a été effectué dans le faisceau rupté d'une lampe photométrique à ruban de tungstène, ce qui a permis un étalonnage approximatif en ampères par watt à $6943 \text{ \AA}$, suivant un processus analogue à celui qui a été mis en oeuvre pour la cellule CV.

La loi en $1/d^2$ a été vérifiée, de même que la proportionnalité de la tension de signal à la charge ohmique pour chacune des tensions d'alimentation de 900 à 1400 volts. Pour ces contrôles, on a utilisé un courant de crête d'anode allant jusqu'à 1,5 mA. En "intégration" le montage peut accepter des signaux de 16 volts, avec des écarts de linéarité ne dépassant pas 5%.

3. 2. 3. Utilisation des cellules "PM" et "CV" dans le faisceau laser.

Les signaux issus de ces cellules sont lus sur un oscillographe Tektronix 555 à 2 faisceaux indépendants, dont la bande passante est de 0 à 30 MHz à 3 db. Le temps de montée est de 12 ns.

Un signal dont le temps de montée ≥ 60 ns, sera reproduit correctement. Lorsque le temps de montée τ_A d'un signal est comparable au temps τ_B du dispositif de mesure, on sait que le temps de montée résultant est pratiquement

$$\tau \simeq \sqrt{\tau_A^2 + \tau_B^2}$$

Soit τ_i le temps de montée de l'impulsion laser à mesurer

Soit τ_c le temps de montée du dispositif avant l'oscillographe, c'est-à-dire de la cellule PM ou CV.

Le temps de montée du signal appliqué à l'oscillographe sera environ :

$$\tau_1 \simeq \sqrt{\tau_c^2 + \tau_i^2}$$

Si τ_0 est le temps de montée de l'oscillographe, le temps de montée τ_s du signal lu sera :

$$\tau_s \simeq \sqrt{\tau_1^2 + \tau_0^2}$$

$$\tau_s^2 = \tau_0^2 + \tau_c^2 + \tau_i^2.$$

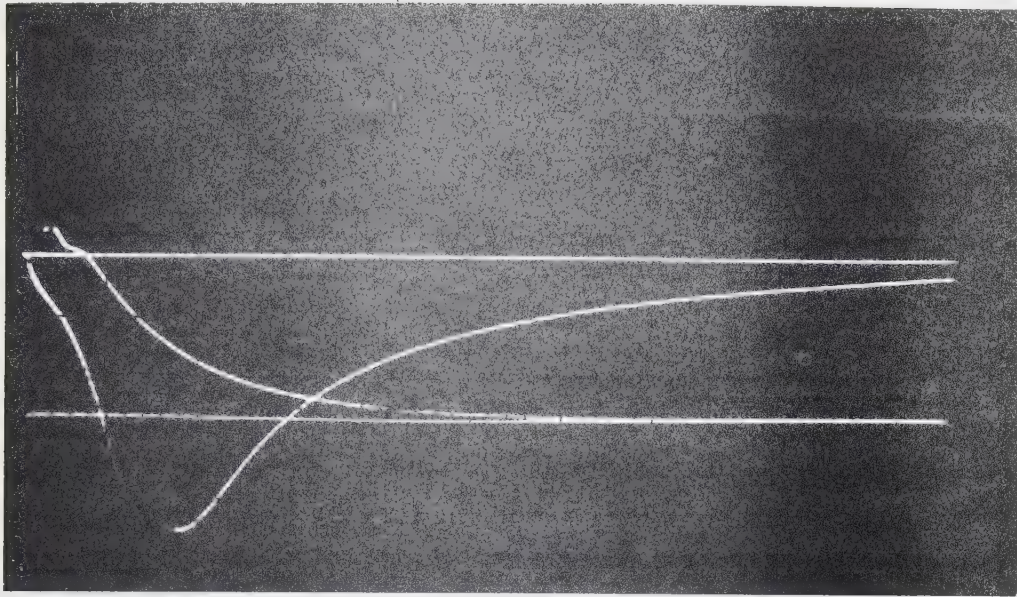


Figure 3, 22 a

Si nous voulons une erreur inférieure à 10% sur τ_0 , c'est-à-dire :

$$\tau_i < \tau_A \leq 1,1 \tau_i,$$

alors, à la limite : $0,21 \tau_i^2 = \tau_0^2 + \tau_c^2$

Pour : $\tau_0 = 12.10^{-9}s$

$$\tau_c = 12.10^{-9}s,$$

$$\text{on a : } \tau_i \geq 37 ns$$

Si l'on accepte une erreur de 30%, on trouve $\tau_i \geq 20$ ns. Les impulsions dont les temps de montée sont de l'ordre de 20 ns seront visibles, mais mal résolues.

A l'autre extrémité de la gamme des impédances commutables, si les temps de montée τ_{PM} ou τ_{CV} des cellules PM et CV sont grands par rapport à l'intervalle qui sépare les pics successifs, le signal au temps t reproduira correctement l'énergie reçue depuis le début de l'émission, à condition que cette mesure ait lieu pour $t \ll \tau_{PM}$ ou $t \ll \tau_{CV}$. La linéarité de la réponse, si l'on ne demande pas une grande précision (qui serait à la fois inutile et illusoire) est facile à contrôler en agissant sur l'atténuation du faisceau sur l'un des détecteurs, l'autre servant de référence.

Pour toutes les valeurs intermédiaires, on peut calculer la réponse à un signal donné en fonction des paramètres, si on les connaît bien. On peut utiliser par exemple l'étude courte mais efficace du chapitre V-2 de la référence (R4). Malheureusement, la forme et l'amplitude du signal obtenu dépendent de nombreux paramètres caractérisant les impulsions de lumière et aussi de l'intervalle qui les sépare. Et, pour ne rien simplifier, il existe des pics de caractéristiques différentes qui se recouvrent.

Même pour des pics bien résolus et séparés, il n'est jamais absolument certain a priori que l'amplitude du signal sera proportionnelle à celle qui apparaît sur l'oscillogramme. Cependant, si $\tau_{TH} = \tau_{CV}$ on peut constater que les pics fournis par les 2 cellules sont identiques (fig. 2,3a). Pour de telles impulsions, bien résolues pour la plupart, on peut encore obtenir une bonne similitude des 2 traces avec des constantes de temps quelque peu différentes (fig. 3,23b), à une petite variation près de la largeur au pied du pic. Avec un écart plus important, la figure 3,23c fait apparaître une similitude encore acceptable. Mais avec le même écart, les traces de la figure 3,23d ne sont plus semblables, les pics n'étant pas suffisamment bien résolus. L'augmentation du rapport des constantes τ fait apparaître une divergence de plus en plus marquée sur les figures 3,23e à g.

Il est clair que

1/ Les variations dues aux temps de montée relatifs des signaux laser et des cellules sont beaucoup plus importantes que celles qui sont dues à la différence d'équipement de ces cellules (150 CV ou 150 CVP).

2/ L'interprétation des signaux est toujours délicate. L'oscillogramme n'est pas entièrement objectif et fait appel au jugement de l'expérimentateur. C'est ainsi, par exemple, que nombre de publications ont montré des figures d'émissions continues qui ne l'étaient pas. Souvent les conditions technologiques ne sont pas précisées, et toute interprétation est sujette à caution.

3/ Lorsque l'on est amené à faire une observation d'émission pulsée, il est utile de pouvoir comparer les signaux sur 2 dispositifs dont on peut faire varier les temps de réponse, ce qui permet de lever l'ambiguïté d'interprétation pour un régime donné de fonctionnement du rubis. C'est ce que permet notre appareillage.



Figure 4, 11.2

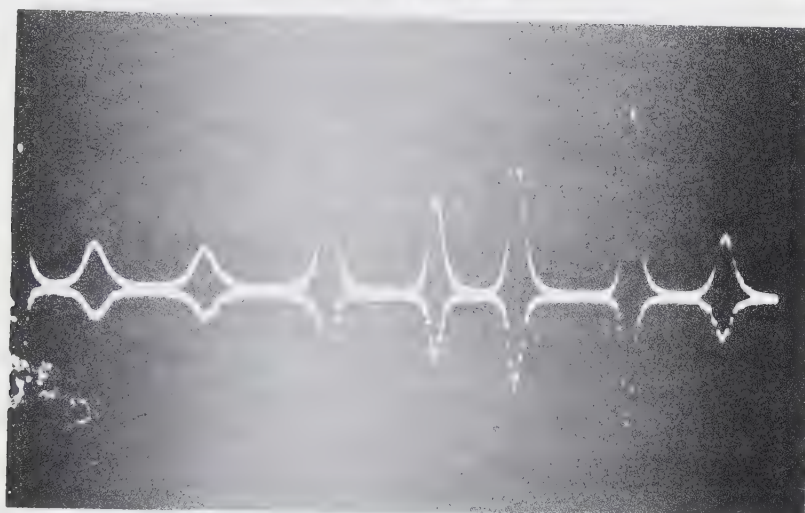


Figure 5, 11.2

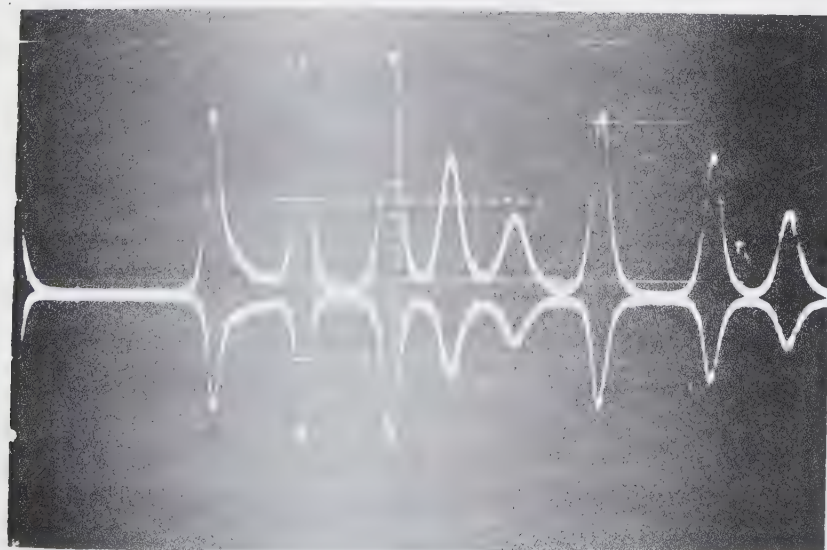


Figure 6, 11.2

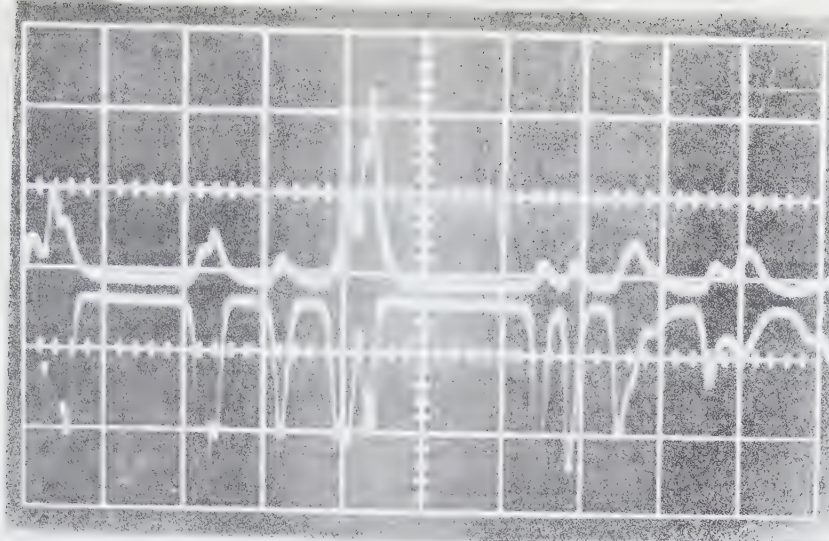


Figure 3, 23 d

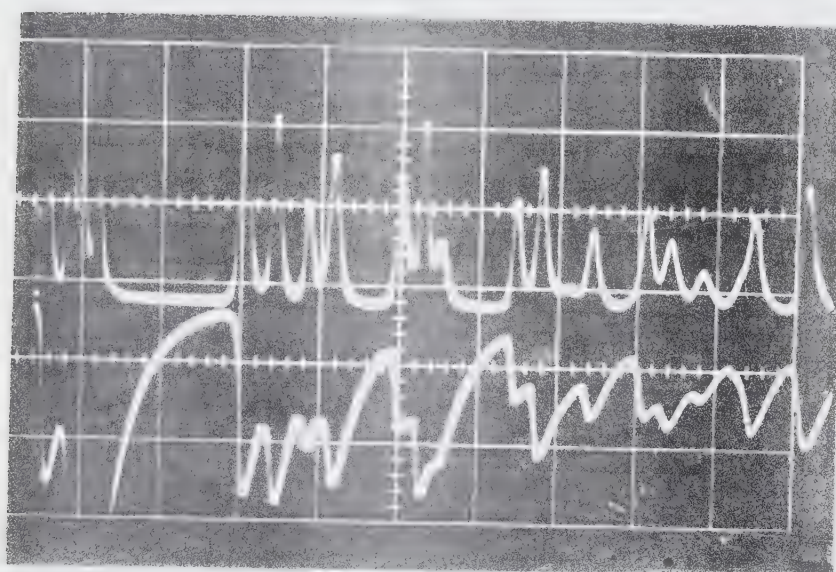


Figure 3, 23 e

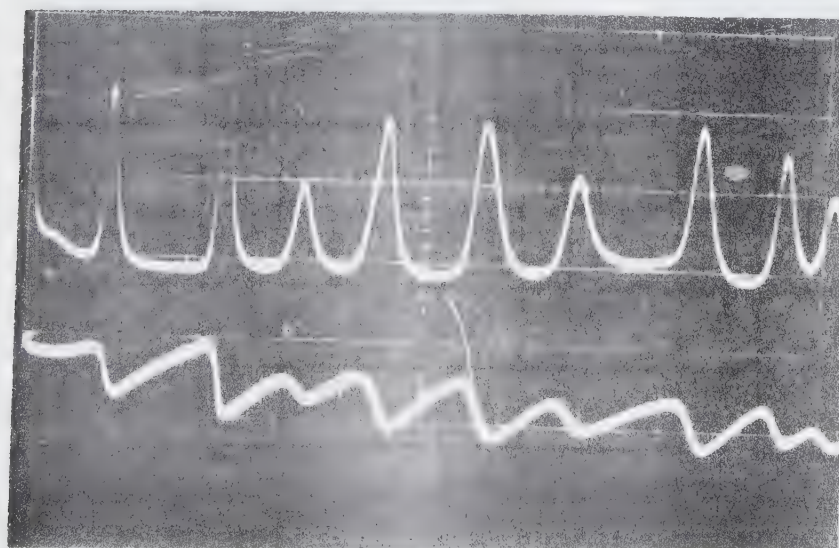


Figure 3, 23 f

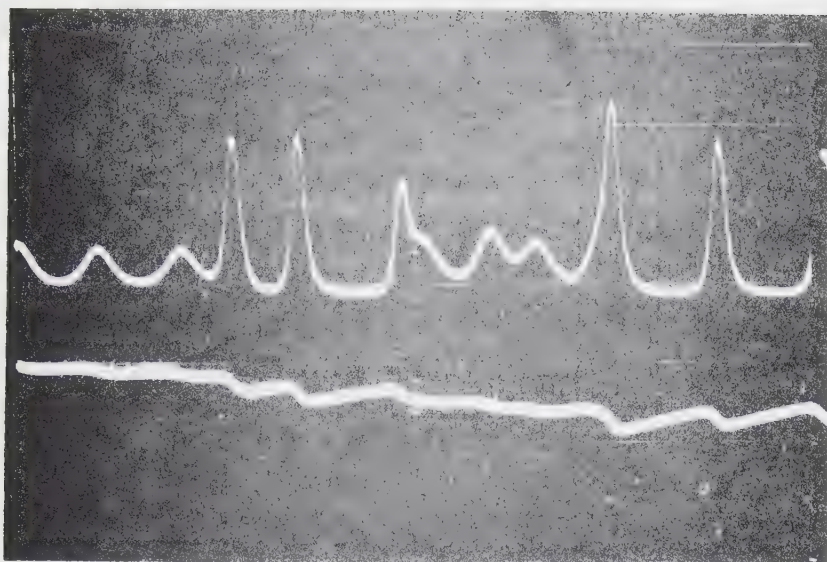


Fig 3, 23 g

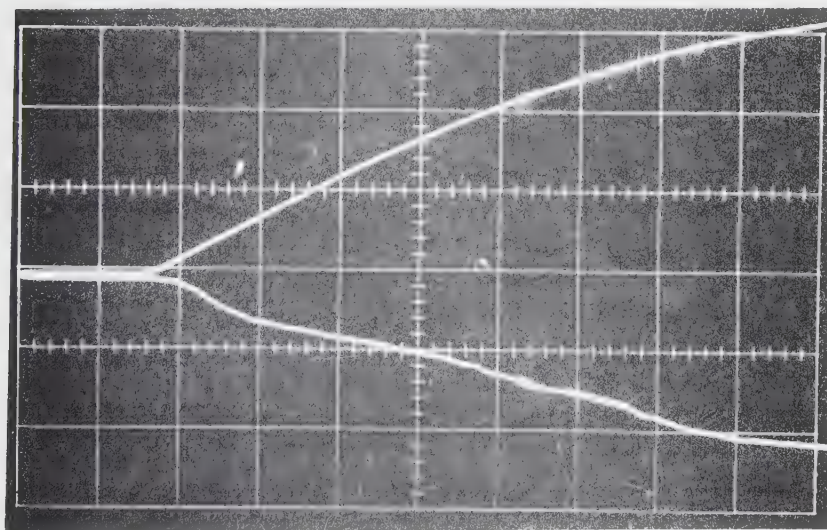


Fig 3, 23 h

La figure 3,23h représente 2 traces obtenues avec la même constante de temps, choisie de façon à n'intégrer que partiellement les pics. Mais la trace supérieure couvre tout le faisceau, alors que la trace inférieure n'en concerne qu'une petite fraction. La variation spatio-temporelle de la répartition de l'énergie est immédiatement apparente. Il est clair qu'en ce point, les premiers pics n'existent pas. Un peu plus tard, les fluctuations apparaissent nettement. En "intégration", ces variations seraient pratiquement invisibles, et en "résolution" l'enchevêtrement serait inextricable. Cet exemple illustre une des possibilités de notre appareillage.

En résumé, notre couple de cellules de mesures est donc adapté à la présente étude des émissions non pulsées de fluorescence et à celle de la répartition des pics, si nous ne cherchons pas à résoudre la sous-structure des pics. La possibilité de commutation des constantes de temps, outre son intérêt pratique, permet de vérifier constamment que les oscillogrammes obtenus ne sont pas des cas particuliers.

Pour la résolution d'une sous-structure de pics, la charge minimale acceptable pour CV correspond à une constante de temps qui est à la limite de la résolution nécessaire. Dans ce cas particulier il serait souhaitable de mettre sur le même banc 2 dispositifs PM dont les temps de résolution soient plus courts. Pour la suite du présent travail, il est envisagé de réaliser cet équipement. Par la même circonstance, le type 150 CV sera remplacé par les nouveaux tubes plus récemment apparus (56 CVP).

3. 2. 4. Autres accessoires.

Polariseurs : Les polaroïds sont la plupart du temps inutilisables, car ils sont détruits par le rayonnement, à la façon des cibles absorbantes dont il sera question dans le chapitre 5. Il est d'ailleurs remarquable de noter que, même détériorés, ils semblent donner encore un degré de polarisation correct, s'il n'ont

pas été complètement fondus. Nous avons cependant préféré les abandonner.

Habituellement, nous utilisons des nicols. Le choix n'est pas forcément le plus heureux, mais nous en disposons d'une paire et ils se sont révélés suffisants pour nos applications.

Absorbeurs : Nous utilisons les filtres gris-neutre Wratten lorsque le faisceau est très atténué. Sinon, nous atténuons celui-ci par des cuves à faces parallèles contenant une solution de concentration appropriée de sulfate de cuivre. Ces cuves n'ont pas donné d'anomalies dans la proportionnalité des amplitudes des pics entre l'amont et l'aval.

Filtres : Pour les mesures de fluorescence, nous utilisons un filtre interférentiel MTO, dont le maximum de transmission est ajusté par tâtonnements à la longueur d'onde de l'émission du rubis, par inclinaison par rapport au faisceau (quelques degrés). La largeur de bande est de 120 Å.

Lorsque ce filtre n'est pas en place, nous utilisons un filtre Wratten 29D qui absorbe peu le faisceau, mais élimine la plus grande part de la lumière parasite du flash provenant des fuites résiduelles du montage et surtout celle qui est transmise par le rubis, spécialement lorsque la face avant de celui-ci n'est pas argentée.

Banc optique : Les dispositifs décrits, et autres accessoires, peuvent être montés sur un banc d'optique. Pour les analyses transversales du faisceau, la fenêtre du PM est munie de petits diaphragmes, et un dispositif mécanique de chariots permet le déplacement suivant 2 axes perpendiculairement au banc de l'ensemble de la cellule PM.

Des fentes et des trous peuvent être déplacés dans le faisceau de la même façon.

3.3. Les propriétés laser et leurs caractéristiques

3.3.1. Les rubis.

Un rubis réel n'est pas un milieu "théorique" idéal répondant à une définition physique précise, mais au contraire quelque chose de très imparfait.

Cependant, l'objectif habituellement recherché est d'établir un système d'ondes stationnaires stable dans ce milieu dont les causes d'inhomogénéité sont nombreuses. Aussi, les travaux sur ce sujet sont également nombreux.

Par exemple, sur 7 cristaux étudiés, Brunton(B5) trouve des variations du plan de polarisation suivant la zone d'émission analysée du rubis, le vieillissement de la couche réflectrice des faces, l'énergie de pompage. L'examen entre polaroïds croisés montre que les tensions dans le cristal entraînent une rotation du plan de polarisation.

Hercher(H1) préfère mesurer directement les variations du chemin optique dans le cristal en le plaçant dans un bras d'un interféromètre Twyman-Green. C'est aussi la méthode utilisée par Blume (B6). Schmidt (S13), avec un interféromètre de Rayleigh, trouve une variation de l'indice du rubis de $\Delta n = 6,4.10^{-5}$ pour une "puissance d'entrée" de 3700 joules. Houston(H2) a mesuré la variation de cet indice en fonction de la température et trouve des coefficients $dn_{\text{ordinaire}}/dT = 13.10^{-6}$ et $dn_{\text{Extraordinaire}}/dT = 17,5.10^{-6}$. Toutefois, comme le coefficient de température du déplacement du centre de la raie de fluorescence varie dans le même sens, en pratique, pour un rubis de 5 cm de longueur, il faut une élévation de température de $0,5^{\circ} \text{C}$ pour sauter d'un mode au suivant.

Des différents facteurs qui modifient le chemin optique lors du pompage, Welling (W3) a montré que c'est essentiellement l'échauffement dû à l'absorption de lumière qui est en cause. Cet échauffement conduit à une variation non uniforme de l'indice de réfraction du barreau suivant son diamètre. Cette variation est inévitable pour le rubis, alors que l'on pourrait envisager des verres dopés qui soient "athermalisés".

Ces études parmi d'autres montrent que le meilleur cristal s'éloignera du cristal idéal dès que l'on voudra s'en servir.

On peut cependant rechercher celui qui sera initialement le meilleur. Malheureusement, comme l'a montré Sucov (S2), on ne peut prédire les performances d'un laser à rubis à partir d'une étude de l'homogénéité optique au repos. Par exemple, cet auteur n'a pas pu trouver de corrélation entre un seuil très bas et une haute énergie de sortie du rubis.

Dueker et al. (D4) ont étudié systématiquement 39 rubis. En résumé leurs conclusions sont les suivantes :

a/ Les variations de concentration en Chrome provoquent une variation d'indice $\Delta n \approx 4,1 \cdot 10^{-22} \Delta c$, Δc étant la variation de concentration en atomes/cm³. Elles se produisent par zones ou couches et aussi de façon régulière entre le centre et le bord des "boules".

b/ Des variations de direction de l'axe optique de l'ordre du degré modifient l'indice apparent.

c/ L'examen des échantillons entre nicols croisés est sans utilité pratique. Il faut utiliser un interféromètre à 2 faisceaux.

d/ Il n'y a pas de corrélation entre le seuil et les défauts optiques

e/ La mesure de la largeur de la raie de fluorescence donne des valeurs qui oscillent de 0,38 à 0,52 cm^{-1} à la température de 77°K suivant les échantillons.

f/ Les contraintes résiduelles dans le cristal ont en pratique peu d'effet sur le chemin optique (mais davantage sur l'élargissement des raies de fluorescence).

g/ La diffusion, qui variait dans ces mesures de 0,02% par cm à 0,32% par cm , ne semble pas en relation avec le seuil laser.

Stickley (S14) avait, avant Dueker, étudié les relations entre la qualité optique d'un rubis et les diagrammes de rayonnement. Il avait examiné 30 cristaux. Il ne donne aucun résultat quantitatif, mais des indications relatives à 2 cristaux de sa collection, l'un "moyen" et l'autre "exceptionnellement bon". Dans ce dernier, les variations de chemin optique dans la zone d'émission laser effective du rubis n'atteignait que $\lambda/10$ (mesure au Twyman-Green). Même dans ces conditions, l'oscillation apparaît en des points localisés de la face du rubis, leur position variant d'une impulsion à la suivante. Ces variations sont, d'après cet auteur, "plus régulièrement réparties quand le cristal est meilleur".

Nous disposons pour nos expériences de 3 rubis de caractéristiques, qualités, dimensions, lieu et date de fabrication entièrement différents, à savoir :

N°1 : Origine : Valpey, 1963

Diamètre : 6,35 mm, Longueur 50,8 mm

Orientation : Axe optique perpendiculaire à l'axe du cylindre.

Qualité : "For general research" Faces à $\lambda/10$

Concentration en Cr_2O_3 : 0,05%

N°2 : Origine : TRION, 1963

Diamètre : 6,35 mm, Longueur : 76,2 mm

Orientation : 0° (Axe optique parallèle à celui du cylindre)

Qualité : Rubis Linde, type 1L 150 B

Seuil à 2025 J à 150°K

Divergence à 2500 J : 1,45 milliradians.

Concentration en Cr_2O_3 : 0,05%

Une extrémité est taillée en prisme à réflexion totale, donnant 3 faisceaux simultanés, le faisceau central étant polarisé perpendiculairement aux 2 autres. Prévu pour fonctionner sans argenture sur la face plane, condition correspondant aux valeurs de seuil, etc.. données plus haut.

N°3 : Origine : Hrand Djervahirdjan (Suisse), 1966.

Diamètre 6,35 mm, Longueur : 7,62 mm, cylindre poli.

Orientation : 90° (à $\pm 1^\circ$)

Qualité : Maximum de 3 franges d'interférence

Seuil : 850 joules avec une face $r = 16\%$

Faces dressées à $\lambda/4$ (parallélisme 2 μm)

Faces perpendiculaires au corps du cylindre à $\pm 1'$.

Concentration en $\text{Cr}_2\text{O}_3 = 0,05\%$

Dans certains barreaux dont la partie cylindrique est polie, comme pour le rubis n°3, on a parfois observé (C4), (S15) des modes d'oscillation en "light-pipe" ou "bouncing-ball". Ces modes sont caractérisés par le fait que, par augmentation du pompage l'oscillation non seulement commence plus tôt comme toujours, mais aussi cesse plus tôt. Notre rubis n°3, ne présente pas cette particularité.

Nos premières études ont été faites avec les rubis 1 et 2. Elles ont été reprises avec le n°3, que nous appellerons "Rubis D". La plupart des résultats que nous avons trouvés sont quantitativement différents d'un rubis à l'autre, mais les 3 échantillons ont donné qualitativement les mêmes effets. Par exemple, la variation de l'énergie au seuil avec la puissance du flash, dont nous avons parlé au chapitre 2 se retrouve avec les 3 rubis. La superfluorescence et la structure spatio-temporelle dont nous parlerons plus loin ont les mêmes caractéristiques générales. Cependant, il faut garder présent à l'esprit le fait que l'on travaille sur des rubis réels. Quel que soit leur nombre, ils représentent toujours des cas particuliers, et les généralisations doivent être prudentes.

3. 3. 2. Lumière de pompage

La mesure de la lumière du flash est faite au travers d'une fenêtre ménagée dans la tête laser, comme on l'a déjà signalé. Pour vérifier que cette mesure correspond bien à la lumière reçue par le rubis, on a disposé provisoirement une sonde à la place du rubis et comparé ses indications à celles que l'on obtient au travers de la fenêtre. La sonde est un tube à l'extrémité duquel on a fixé un petit miroir qui renvoie la lumière sur une cellule disposée à l'extérieur de la tête laser. Par la même occasion, on peut vérifier la répartition de l'énergie, qui s'est révélée être à peu près homogène. Les comparaisons ont été effectuées pour des conditions variées de l'énergie appliquée au flash (paramètres C et V, capacité du banc de condensateurs, et tension de charge).

Ce qui nous intéresse n'est pas la puissance lumineuse en joules, mais le nombre de transitions que la pompe peut provoquer soit, en fin de compte, le gain de N_2 correspondant. De façon plus précise, si l'intensité de la pompe en fonction du temps et de la

longueur d'onde exprimée en photons par unité de temps, de surface et de nombre d'onde λ^{-1} est $I_p(t, \lambda)$ et si $\sigma_p(\lambda)$ est la section efficace d'absorption pour la lumière de la pompe,

$$I(t) = \int_0^{\infty} I_p(t, \lambda) \sigma_p(\lambda) d\lambda$$

représente le nombre de transitions, à un coefficient de forme près.

Si l'on modifie l'énergie appliquée au tube, la répartition spectrale peut ne pas rester constante. Cependant, les bandes principales d'absorption du rubis se situent aux alentours de $\lambda = 4200$ et $\lambda = 5500 \text{ \AA}$. Nelson et Remeika, déjà cités, ont mesuré l'énergie entre 3500 et 6000 $\text{\AA}$ d'un tube de flash GE ET-524 en fonction de l'énergie d'entrée en joules, le banc de condensateurs ayant une capacité fixe de 200 μF et les variations d'énergie étant obtenues par variation de la tension de charge. Pratiquement, les courbes de ces auteurs montrent que l'on a une très bonne approximation de l'efficacité de la pompe si l'on mesure l'énergie dans l'une des bandes d'absorption du rubis. C'est d'ailleurs ainsi que procèdent Daneu et al. déjà cités.

Nous mesurons l'intensité au travers d'un filtre Wratten n° 58, dont la courbe de transmission recouvre assez bien celle de la bande d'absorption 4F_2 . La courbe relative de l'énergie lumineuse en fonction de l'énergie électrique appliquée est donnée par la figure 3,32 pour l'un des flashes. L'énergie lumineuse de l'éclair est donc bien proportionnelle (à une petite chute de rendement près vers les plus grandes énergies) à l'énergie appliquée $CV^2/2$. En réalité, celle-ci est $C(V^2 - V_0^2)/2$, si V_0 est la tension résiduelle sur les condensateurs à l'extinction du flash. Pour les valeurs de V que nous utilisons, V_0 est négligeable. Il est probable que l'écart de linéarité trouvé par Nelson et Remeika pour les faibles énergies provient au moins en partie de V_0 , à cause des valeurs de V relativement faibles qu'ils utilisent pour ces faibles énergies.

Valeurs relatives

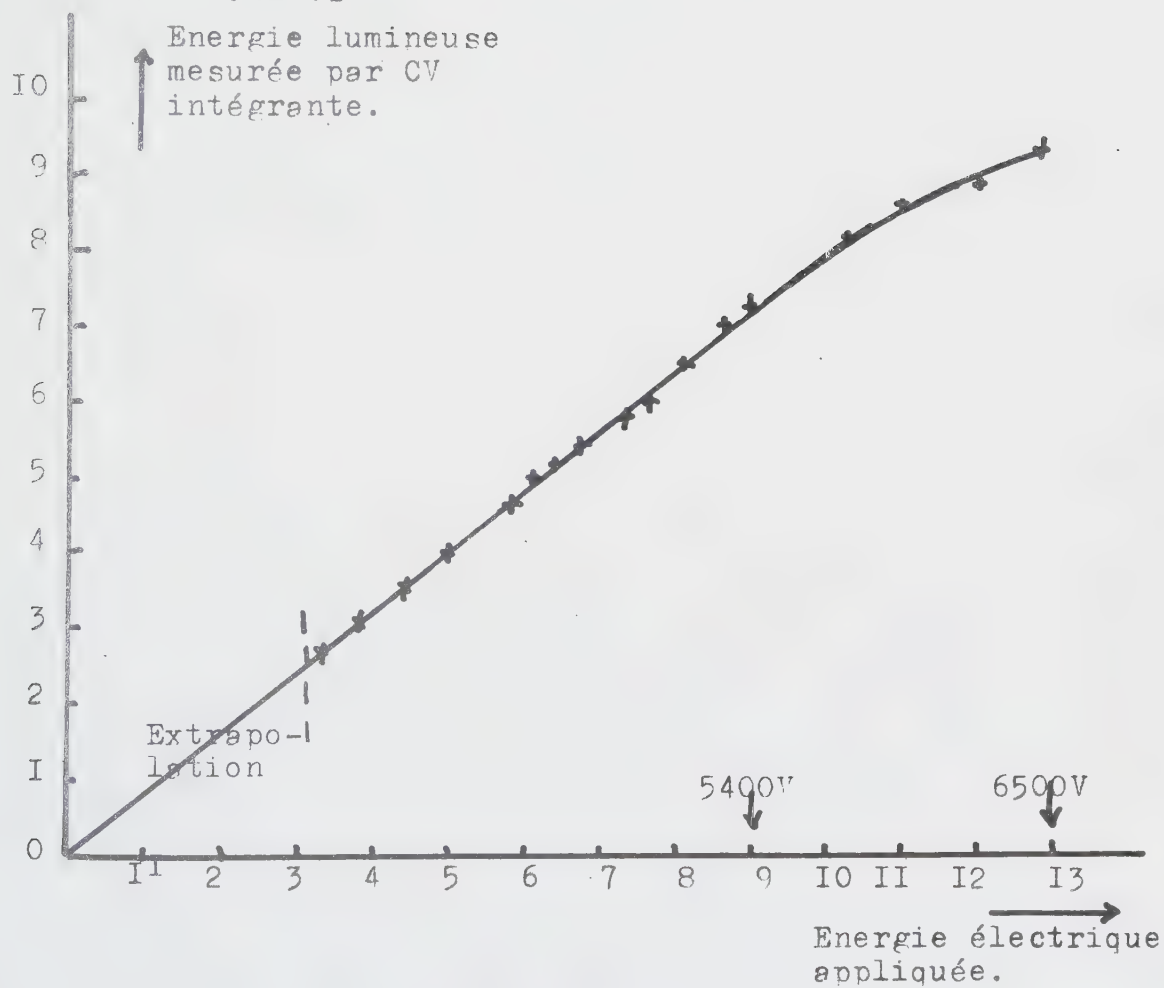


Figure 3-32

Mais la puissance instantanée qui traverse le tube dépend de plusieurs paramètres. Non seulement V n'est pas constant au cours de la décharge, mais la résistance de la lampe varie de façon complexe entre le moment de l'excitation et celui de l'extinction du tube.

Lorsque l'on dispose, comme dans notre équipement, de la possibilité de modifier E , en faisant varier C ou V , on constate tout de suite que, à énergie égale, les résultats sont entièrement différents, tant du point de vue du seuil que de l'énergie du faisceau, suivant que l'on agit sur l'une ou l'autre variable.

Il arrive fréquemment que les auteurs ne fassent pas la distinction entre puissance et énergie du flash, et parfois écrivent l'une pour l'autre. Ceci ne provient pas naturellement d'une erreur sur les unités, mais de la relation linéaire considérée plus ou moins implicitement entre le nombre des atomes pompés et l'énergie lumineuse appliquée au rubis, le temps étant éliminé. En effet, en reprenant l'expression de $I(t)$ du début de ce paragraphe l'énergie lumineuse en nombre de transitions $E = \int_0^{\infty} I(t) dt$ est bien égale à l'énergie électrique appliquée, à un coefficient près, donc indépendante du temps. Il se produit des divergences appréciables et parfois des contradictions entre les résultats annoncés, par exemple sur l'époque du seuil, les populations, l'énergie du rayonnement laser suivant les conditions dans lesquelles on a fait varier l'énergie électrique du flash, conditions qu'il est toujours nécessaire de préciser.

L'explication de ces divergences est très simple. En effet, si l'énergie lumineuse est bien proportionnelle à V^2 , la puissance, au moins dans la première partie de l'éclair, est proportionnelle approximativement à V , comme on l'a vu en 2,4. L'importance de cette remarque apparaîtra d'ailleurs plus clairement lorsque nous aurons

examiné comment le rubis atteint le seuil.

Pour terminer, il faut signaler qu'un autre paramètre intervient dans le rendement du flash : la température du tube au moment de l'allumage. Puisque c'est la puissance qui est le paramètre important du fonctionnement du rubis, il faut réguler aussi la température de la lampe-flash. Pratiquement nous opérons de la façon suivante: nous effectuons nos mesures en série, à des intervalles de temps fixes (de l'ordre de 90 secondes), donnés par les retours au zéro du couple de mesure de la température du rubis, et nous ne tenons pas compte des premiers flashes.

3. 4. Fluorescence sans Superfluorescence

Nous avons d'abord mesuré la fluorescence du rubis pompé très au-dessous du seuil d'oscillation libre, c'est à dire avec $C = 25 \mu F$ et $V = 4900 V$, soit de l'ordre de $1/10$ de l'énergie nécessaire au déclenchement. Le rubis, dont aucune des faces n'était argentée, était masqué sur la partie opposée à la mesure, la longueur pompée étant de 100 mm. Le rayonnement est mesuré par la cellule PM, avec une constante de temps de 3 μs .

La figure 3,4a donne un oscillogramme typique obtenu dans ces conditions, à une température de 227°K. L'intensité du flash passe par un maximum, puis devient sensiblement nulle pour $t = 500 \mu s$. Le signal du rubis comprend la somme de la lumière diffusée à partir du flash et de la lumière de fluorescence. Après $t = 600 \mu s$, le flash étant éteint, la trace représente la fluorescence seule. La mesure de la pente donne la durée de vie des atomes au niveau 2. On trouve ici $1/\tau = 290 s^{-1}$.

La figure 3,4b est un oscillogramme obtenu dans les mêmes conditions de longueur éclairée (100 mm) et à la même température, mais :

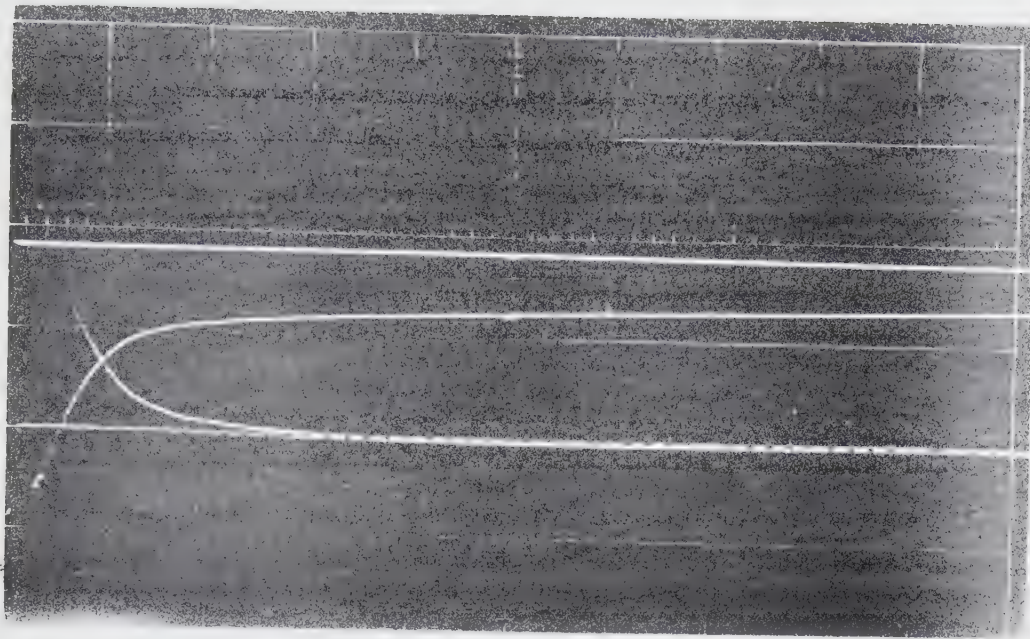


Figure 3,4 a

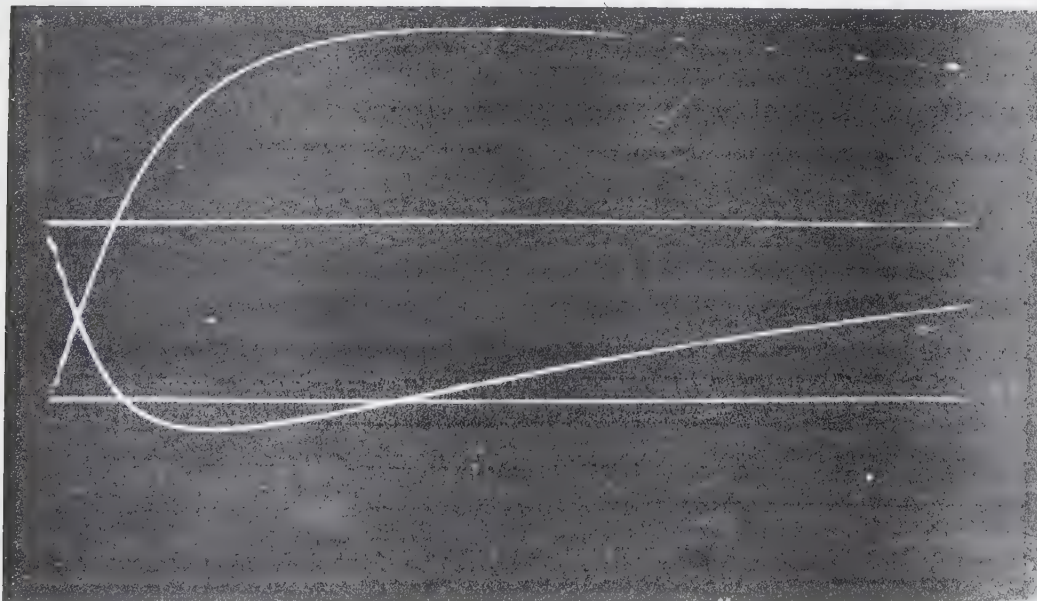


Figure 3,4 b

1/ Le flash est excité par 150 μF et 5400V.

2/ Un filtre interférentiel est interposé dans le trajet du faisceau. La lumière issue du flash est dans ces conditions négligeable.

3/ La trace supérieure correspond à l'énergie de pompage en fonction du temps.

4/ Une division correspond à 500 μs .

A 2000 μs , le flash est complètement éteint (d'ailleurs la courbe commence à redescendre avec la constante de temps d'intégration de la cellule CV). La pente de la courbe de fluorescence donne $1/\tau = 270 \text{ s}^{-1}$.

En outre, la figure 3,4a est obtenue avec un polariseur perpendiculaire au plan de polarisation du rubis, et la figure 3,4b avec un polariseur parallèle. Il n'apparaît pas de différence de durée de vie suivant le plan de polarisation.

Pour une température de 150°K, nous avons trouvé $1/\tau = 250 \text{ s}^{-1}$.

Daneu et al. avaient pris la précaution, comme ci-dessus, de masquer le rubis sur la majeure partie de sa longueur. Si l'énergie d'excitation est faible, les résultats sont inchangés lorsque le rubis est entièrement pompé. En outre, dans ces mesures, la puissance est pratiquement sans importance.

Les valeurs trouvées sont comparables à celles de Maiman, et encore admises actuellement, soit :

$$1/\tau = 330 \text{ s}^{-1} \text{ à } 300^\circ\text{K}$$

$$1/\tau = 230 \text{ s}^{-1} \text{ à } 77^\circ\text{K}.$$

Enfin, nous avons mesuré le rapport :

$$R = \frac{\text{fluorescence dans le plan parallèle au plan de polarisation}}{\text{fluorescence perpendiculaire}}$$

pour les mêmes conditions d'excitation.

Nous avons trouvé $R \simeq 2,5$, pour un rubis éclairé sur 10 mm à faible ou fort pompage. Par contre, ce rapport diminue à $R \simeq 2$, pour un rubis entièrement éclairé à faible énergie. On peut supposer que cette diminution de R provient de la diffusion à partir de la fluorescence parallèle au plan de polarisation, avec dépolarisation.

3. 5. Superfluorescence

3. 5. 0. Apparition de la Superfluorescence

Avec un rubis faiblement pompé, ou fortement pompé mais sur une faible longueur, la courbe de l'intensité de fluorescence en fonction du temps est du type de celle qui est représentée par la figure 3,4b.

Si le rubis est éclairé sur toute sa longueur, ou au moins sur une longueur suffisante, l'augmentation du pompage en modifie progressivement la forme. Il apparaît une "bosse" (fig. 3,50a) de plus en plus accentuée. Avec C fixe, en augmentant la tension, pour une valeur de celle-ci dépassant légèrement le seuil, la "bosse" est coupée par le faisceau laser (fig. 3,50b) et les lèvres, de part et d'autre de la coupure, s'ouvrent de plus en plus lorsque la tension continue à monter (fig. 3,50c). Sur le dessin de la figure 3,50d qui reproduit l'oscillogramme 3,50b, on a fait apparaître en pointillé la bosse telle qu'on peut l'imaginer par continuité.

La superfluorescence a été observée, pour la première fois semble-t-il, par Roess (R5) qui étudiait le signal d'un rubis amplificateur de lumière. Elle entraînait et ressortait par la même extrémité du barreau taillée suivant l'angle de Brewster, après réflexion sur l'autre extrémité taillée en prisme à angle droit.

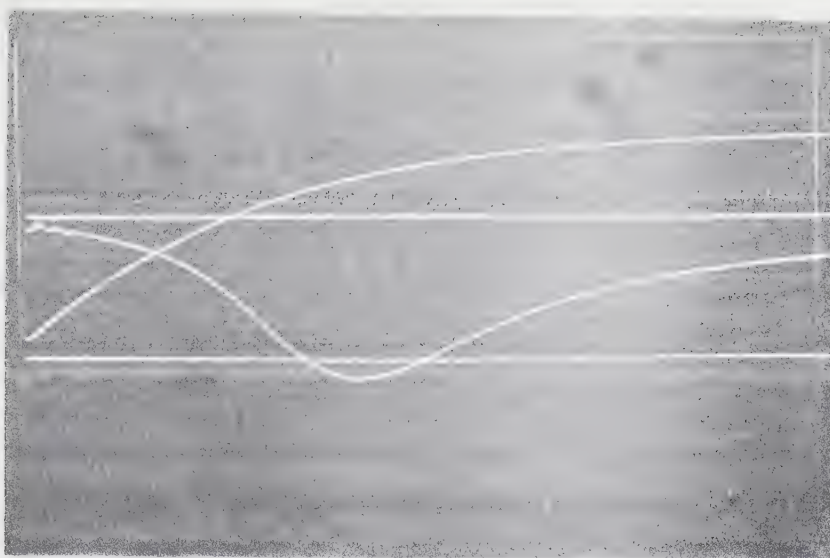


Fig 3.50 a

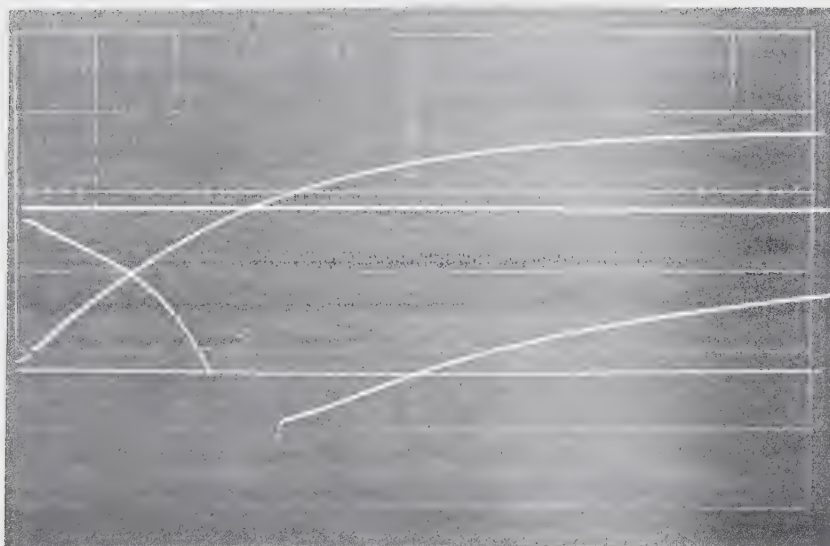


Fig 3.50 b

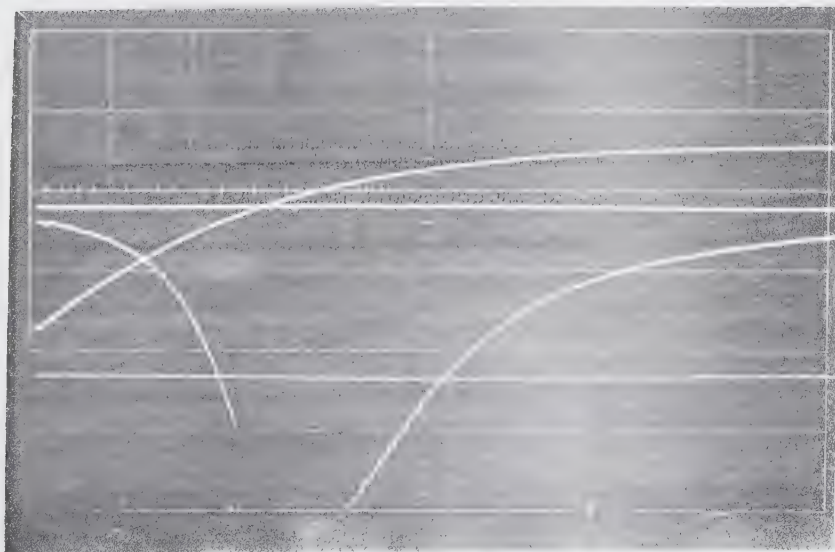


Fig 3.50 c

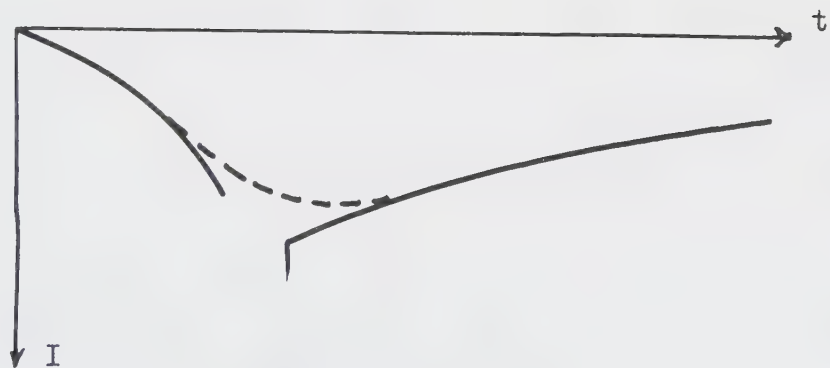


Figure 3,50d

Il a ainsi décrit le fait : "Il s'agit de la forte amplification d'un grand nombre de modes dont le vecteur de propagation est à peu près parallèle à l'axe du rubis, qui conduit à une forte amplification de l'émission spontanée dans ces modes (superradiance)". Appelant R l'émission au maximum de la fluorescence et R_0 l'émission de fluorescence, il a donné l'équation :

$$\frac{R}{R_0} = \frac{1}{\alpha l \pi} \int_0^\infty \left(e^{\frac{2\alpha l}{1+z^2}} - 1 \right) dz$$

pour un profil Lorentzien, α étant le coefficient d'amplification et z le rapport $(\nu - \nu_0)/\Delta\nu$.

En outre, Roess a obtenu une tache photographique uniforme à quelque distance du barreau, d'où il conclut que cette superradiance est limitée à l'intérieur d'un cône d'angle Ω , si Ω est le rapport D/L du diamètre à la longueur du rubis.

Enfin, il signale l'apparition d'oscillations sporadiques ("spurious oscillation") dans des modes uniques, c'est à dire de "pics" jalonnant la courbe de superradiance.

Simultanément au présent travail, Avizonis et Willoughby (A4) ont publié une étude plus limitée mais plus complète que celle de Roess. Ils mesuraient la population N_2 dans l'axe d'un rubis amplificateur dont les 2 extrémités étaient taillées sous l'angle de Brewster. Ils ont ainsi pu constater que la courbe de superfluorescence présente une variation brusque de pente lorsque $N_2 = N_1$ ($n = 0$), c'est à dire à l'inversion de population. Ils ont trouvé, entre autres résultats, que, pour les fortes puissances de pompe, le temps t_0 nécessaire pour atteindre l'inversion croît à peu près proportionnellement à la diminution de cette puissance ($t_0 \approx a - bP$). Pour $t_0 > 275 \mu s$, le temps nécessaire augmente encore linéairement, mais suivant une pente plus élevée (figure 3 de l'article cité). Ils ont réalisé une série de courbes (leur figure 6) qui donnent la variation de N_2 en fonction du temps pour différentes puissances.

Chaque courbe a la forme dont nous avons parlé au chapitre 2. A puissance de pompage constante (donc à énergie $E = Pt$), N_2 atteint un maximum. Ce maximum augmente avec la puissance (sans lui être proportionnel). Par exemple, pour $1,88.10^7$ watts, N_2 max atteint $1,055.10^{19}$ par cm^3 , et pour $3,34.10^7$ watts, N_2 max = $1,215.10^{19}$. Aucune oscillation n'apparaît dans les expériences de ces auteurs, qui sont d'ailleurs conçues pour éviter d'en obtenir.

Dans plusieurs mémoires, la superfluorescence précédant l'effet laser est visible et parfois signalée, sans toutefois que le phénomène soit étudié. On la trouve aussi avec d'autres lasers que le laser à rubis. Par exemple, Meyer (M5) a trouvé l'existence d'une superfluorescence axiale dans un laser à chélate (et simultanément une émission stimulée latérale.

3. 5. 1. Superfluorescence en fonction de la longueur pompée, de l'énergie, du plan de polarisation et de la température.

Nous avons effectué des séries de mesures avec nos 3 rubis pour les températures de $227^\circ K$ et $150^\circ K$. La lumière de fluorescence est celle qui sort de toute la face avant non argentée du barreau. Cette lumière, après avoir traversé un polariseur et le filtre interférentiel, est mesurée par la cellule PM. L'excitation du flash est faite à C et V constants dans une expérience, et la longueur pompée du rubis est modifiée à l'aide du tube déjà mentionné au début de ce chapitre.

Nous obtenons ainsi des séries d'oscillogrammes qui nous donnent l'intensité de la superfluorescence, et simultanément l'énergie fournie en lumière verte par la pompe, en fonction du temps. Nous traçons les courbes d'intensité en fonction de l'énergie par dépouillement de ces clichés.

Les courbes obtenues peuvent se classer en 2 catégories, d'après leur forme générale :

a/ Les courbes donnant la fluorescence dans un plan de polarisation parallèle à celui dans lequel l'oscillation laser se produit.

b/ Les courbes de fluorescence dans le plan perpendiculaire.

Lorsqu'on étudie un cristal dont l'axe C est parallèle à celui du barreau, le polariseur est omis et l'on n'obtient que le groupe a.

Toutes les courbes de chaque groupe se ressemblent, quelles que soient les conditions (si ce n'est d'avoir une énergie de pompe suffisante). Par contre, le groupe b diffère totalement du groupe a. Nous donnons ci-dessous 3 courbes typiques obtenues avec le rubis D, dans les mêmes conditions d'excitation du flash, pour comparaison. Le rubis était argenté sur la face arrière.

La figure 3,51a correspond à 227°K et à la fluorescence dans le plan de polarisation parallèle. Les abscisses donnent les énergies de pompage en valeurs relatives et les ordonnées le signal mesuré de fluorescence. Chaque courbe correspond à une longueur donnée de pompage, laquelle est indiquée en face de chacune d'elles. Les ordonnées, pour faciliter la comparaison, ont été obtenues en divisant l'intensité par la longueur éclairée. Ainsi, par exemple, pour une énergie de pompage E représentée par le nombre 40, la courbe correspondant au tronçon éclairé sur 1 cm indique une intensité relative de 24. La courbe correspondant au rubis entier de 7,6 cm de longueur donne la valeur 66, pour la même énergie de pompage, et l'intensité réelle est de $66 \times 7,6 = 500$, soit environ 20 fois l'intensité du rayonnement d'un barreau de 1 cm.

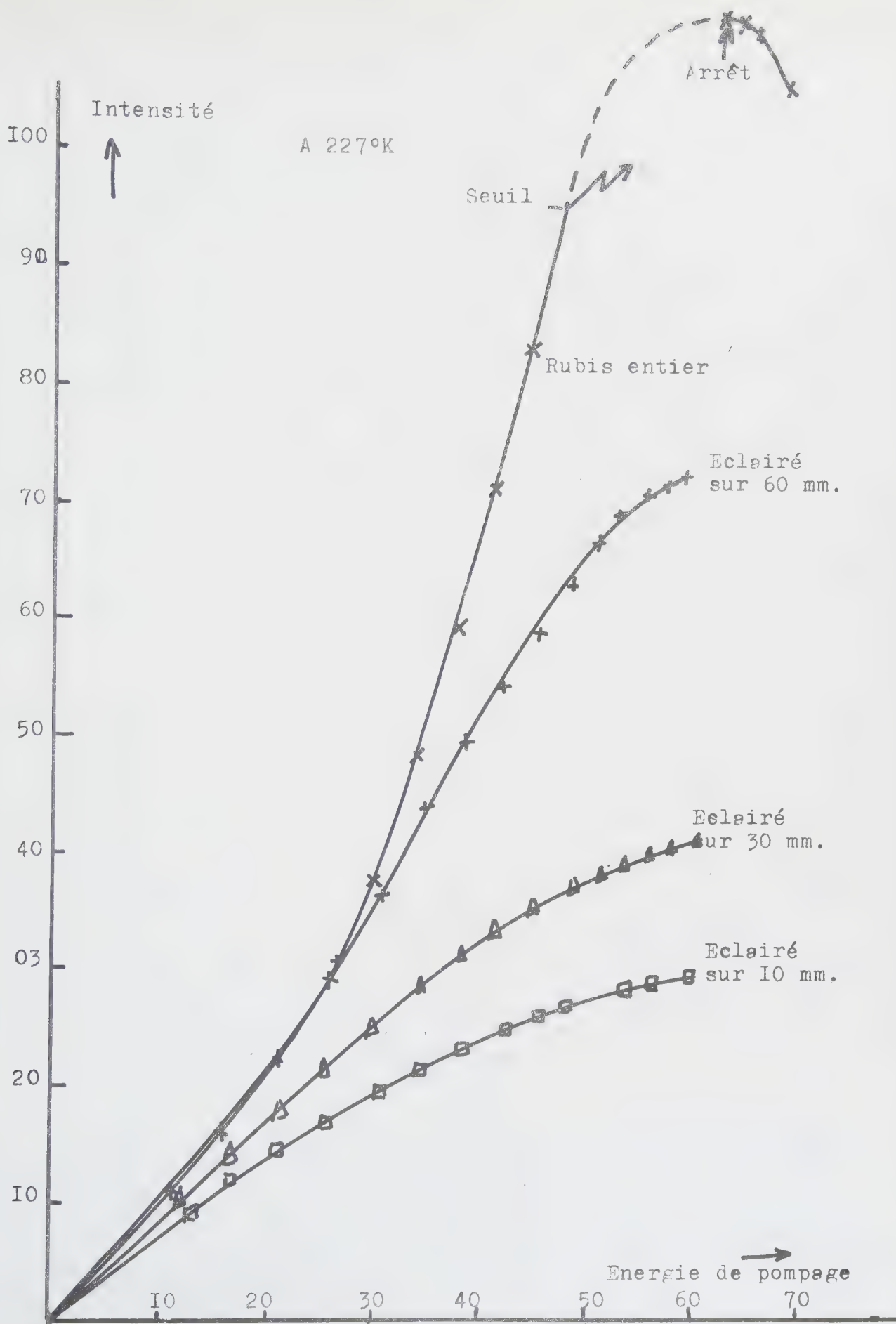


Figure 3 - 51 a

La figure 3,51b correspond à la température de 150°K. Les échelles des abscisses et des ordonnées sont les mêmes que pour la figure 3,51a.

La figure 3,51c correspond au plan de polarisation perpendiculaire à la polarisation de l'oscillation et à une température de 227°K. Les échelles des ordonnées sont différentes de celles des 2 figures précédentes.

Dans le plan parallèle, on retrouve pour $L = 10$ mm une courbe de fluorescence simple dont il a déjà été question. Pour $L = 30$ mm (correspondant aux mesures de Daneu et al.), la superfluorescence est encore inexistante ou faible. Pour des longueurs supérieures, elle apparaît nettement sous la forme d'un changement de concavité des courbes.

Il faut bien noter que les intensités mesurées correspondent à une inversion n "moyenne", car nous savons déjà qu'elle n'est pas uniforme dans tout le barreau. La répartition de la superfluorescence n'est donc pas uniforme, et c'est ce que nous étudierons plus bas. Mais pour une région dans laquelle $n \approx 0$, l'intensité est celle de la simple fluorescence, comme le montrent les équations. Anticipant sur l'établissement de celles-ci, nous remarquerons que, dès que $n > 0$, même dans une seule petite région, il y a apparition de superfluorescence, donc divergence entre les courbes correspondant à des longueurs éclairées petite et grande. On lit alors que $n \approx 0$ est obtenu pour $E \approx 21$, aussi bien à 150°K qu'à 227 °K, à la précision des mesures près.

Si l'on considère le critère de la "cassure" de courbe d'Avizonis, il semble que l'on ait le même résultat. Toutefois l'application de la méthode est ici moins nettement utilisable que dans les mesures de cet auteur. Ceci provient des différences numériques entre ses courbes et les nôtres, car Avizonis utilisait

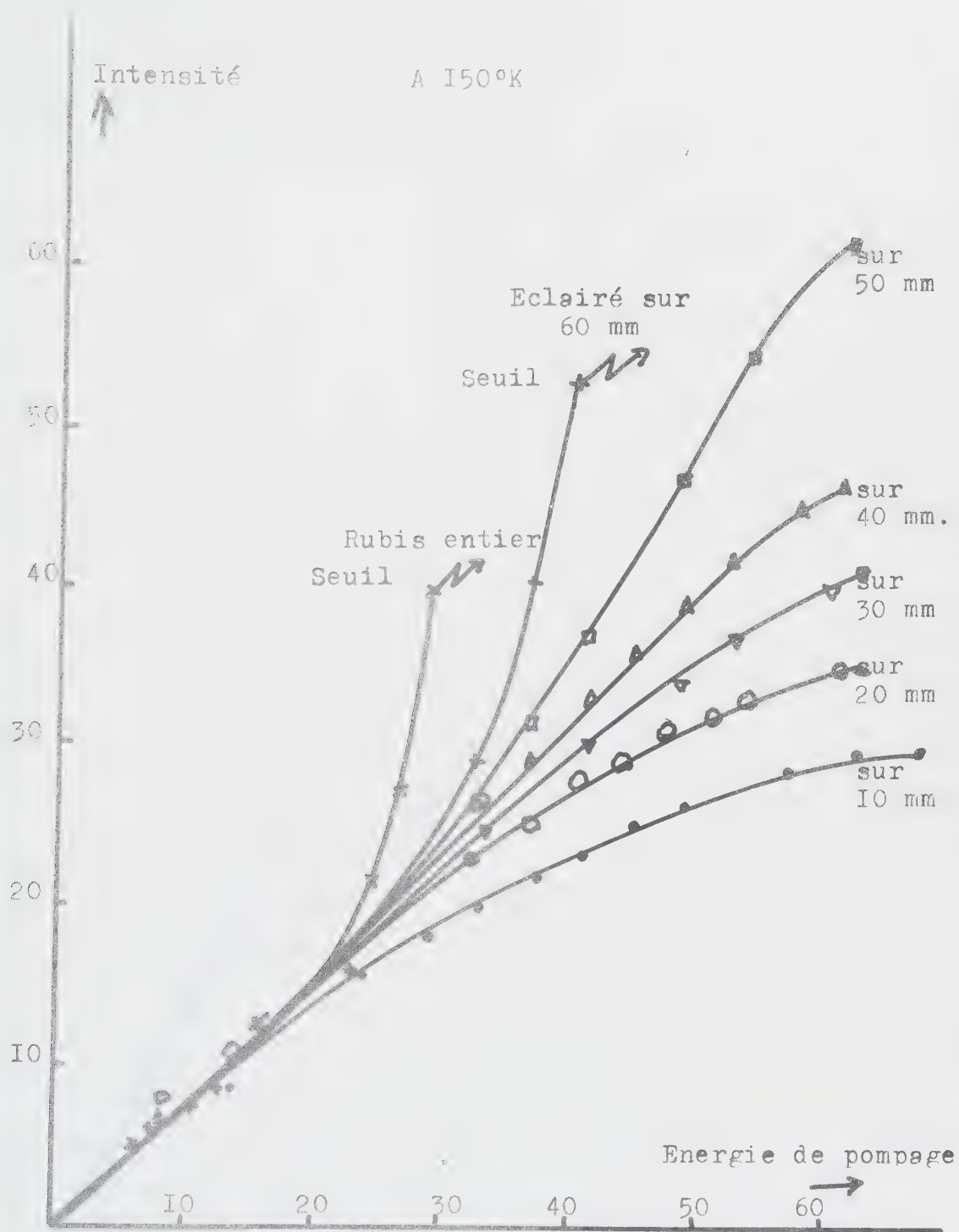


Figure 3-51b

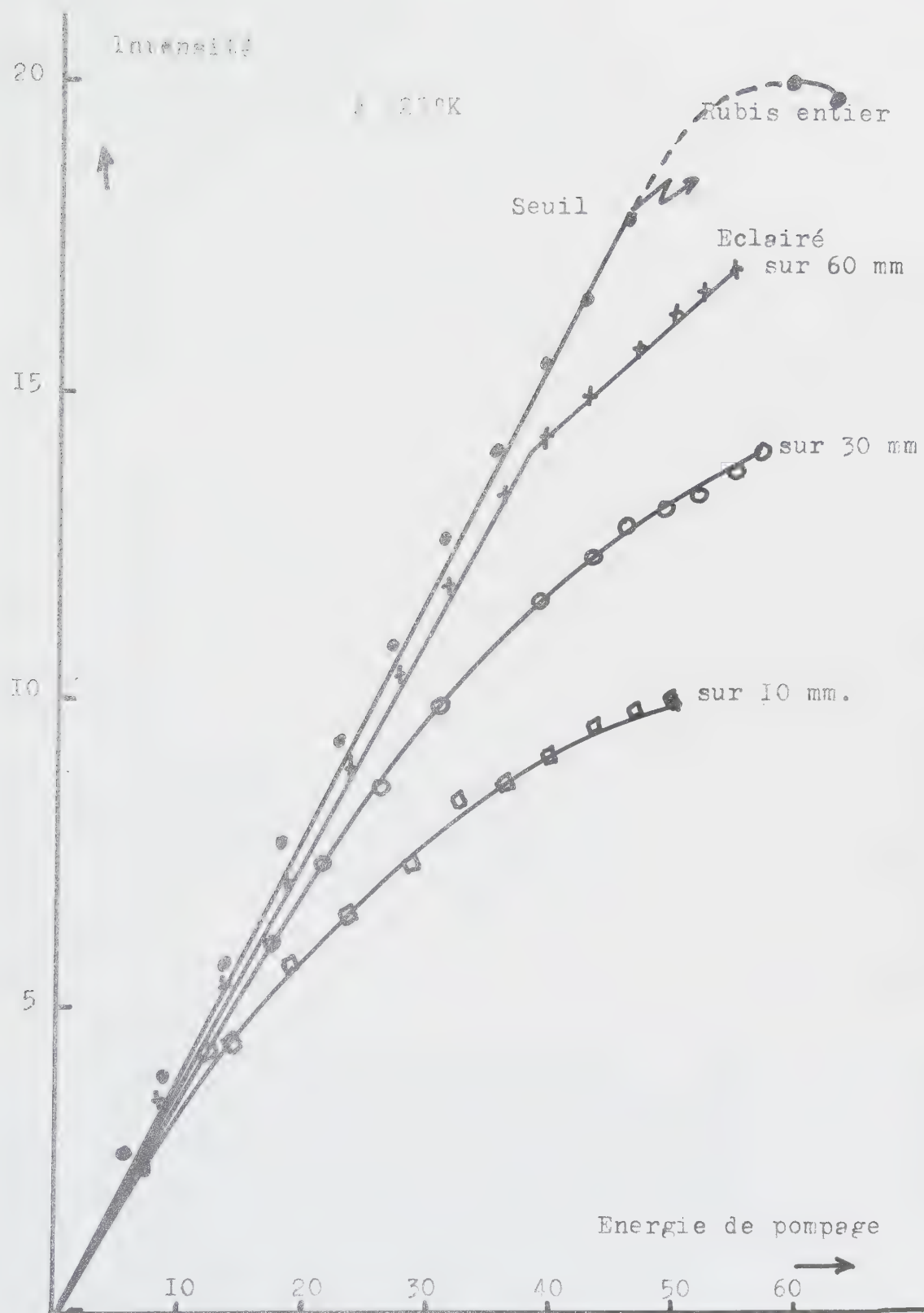


Figure 3-51c

un barreau beaucoup plus long et ne prenait que le rayonnement axial issu d'un petit diamètre. Il obtient des cassures plus nettes, ce qui se comprendra très bien lorsque nous aurons fait l'étude de la répartition et de la collimation de la superfluorescence.

Ces courbes montrent aussi que, au seuil, l'intensité de superfluorescence est beaucoup plus grande à 227°K qu'à 150 °K. D'autre part, dans l'exemple rapporté, si $n = 0$ pour $E = 21$, le seuil apparaît pour $E = 28$ à 150°K, et 47,5 à 227°K. Si l'énergie nécessaire pour obtenir l'inversion est 1, celle qui permet de passer de $n = 0$ à $n = n_c$ est de 0,33 dans le premier cas, et 1,26 à 227°K, c'est-à-dire que pour une augmentation donnée de n , il faut d'autant plus d'énergie que la superfluorescence est plus forte, et que l'on s'approche du seuil. Pour des puissances de pompe ne sont pas trop petites par rapport à l'émission spontanée, le temps nécessaire pour obtenir l'inversion est inversement proportionnel à la puissance de pompe. Par contre, après l'inversion, il est clair que, par suite de la superfluorescence, le temps nécessaire pour atteindre le seuil diminue beaucoup plus vite que la puissance de pompe n'augmente. Enfin, plus la puissance est élevée, moins il faut d'énergie pour atteindre le seuil. Les anomalies constatées dans le chapitre 2 s'expliquent facilement. Du point de vue pratique, la réponse idéale pour un flash serait une puissance quelconque, qui peut être relativement faible, au début, et qui dès l'inversion de population, augmenterait le plus possible.

Enfin, la figure 3,51c montre que la superfluorescence n'apparaît pas dans le plan de polarisation perpendiculaire, pour les mêmes valeurs de l'inversion. Pour le rubis entier, la courbe est seulement un peu moins incurvée que pour un pompage sur 10 mm. Nous attribuons ce redressement à la diffusion de l'émission produite dans le plan parallèle, avec dépolarisation au moins partielle.

On notera que les oscillogrammes de fluorescence dans ce plan sont interrompus eux aussi par le faisceau laser, comme le montre la figure 3,51d. Ce dernier donne cependant un signal relativement très faible. On remarquera sur cette figure la différence de forme de la trace par rapport au cas du plan de polarisation parallèle.

3. 5. 2. Distribution de la superfluorescence sur la face du rubis.

La méthode utilisée pour l'étude de cette répartition est analogue à celle de Daneu et al (§ 2,3).

Un objectif de distance focale $F = 140$ mm forme l'image un peu agrandie de la face avant du rubis sur un petit diaphragme placé dans la fenêtre de la cellule PM. A la sortie du faisceau on dispose un polariseur (pour les rubis à axe C perpendiculaire à l'axe du barreau) et on mesure le signal dans chacun des 2 plans principaux de polarisation. Le filtre interférentiel est disposé près de l'objectif, entre celui-ci et le détecteur. Les rapports d'agrandissement utilisés ont été de 1,6 et 2 et les ouvertures de fenêtre de l'ordre de 0,5 à 1 mm. Pour explorer toute la surface du rubis, on déplace la cellule perpendiculairement au faisceau.

Les figures 3,52a et 3,52b donnent l'aspect des oscillogrammes. Ceux-ci sont obtenus pour une excitation du flash peu au dessus du seuil. La figure 3,52a correspond au centre du rubis. La figure 3,52b provient d'un élément de surface situé à 2,25 mm de ce centre (rayon du rubis : 3,15 mm). Une division verticale sur la figure 3,52a correspond à 2 volts de signal et sur la figure 3,52b à 1 volt.

Il est clair que la superfluorescence n'apparaît pas sur les bords du rubis. Du point émissif correspondant à la figure 3,52b, on trouve encore une émission laser, mais son intensité est

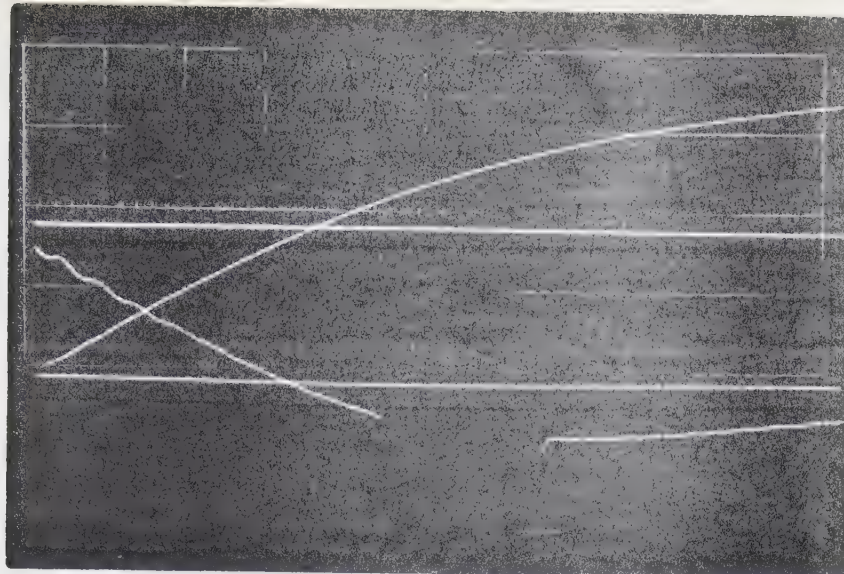


Figure 3,51 d

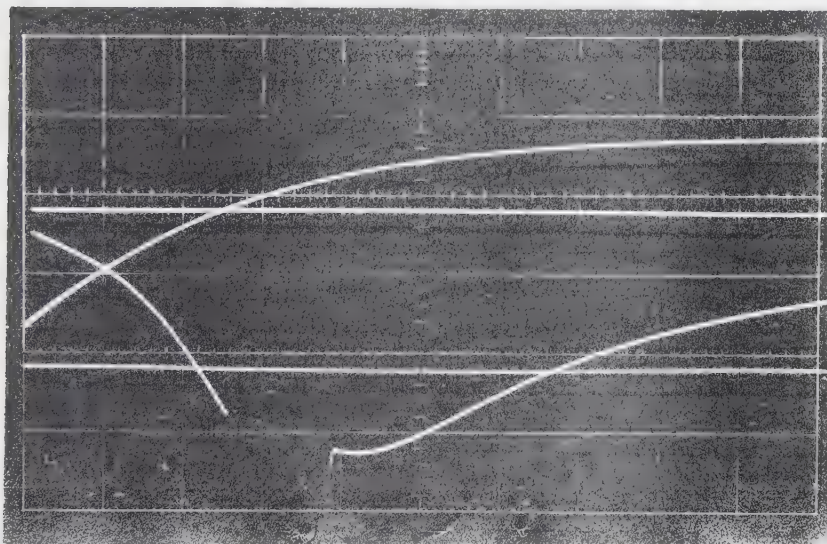


Figure 3,52 a

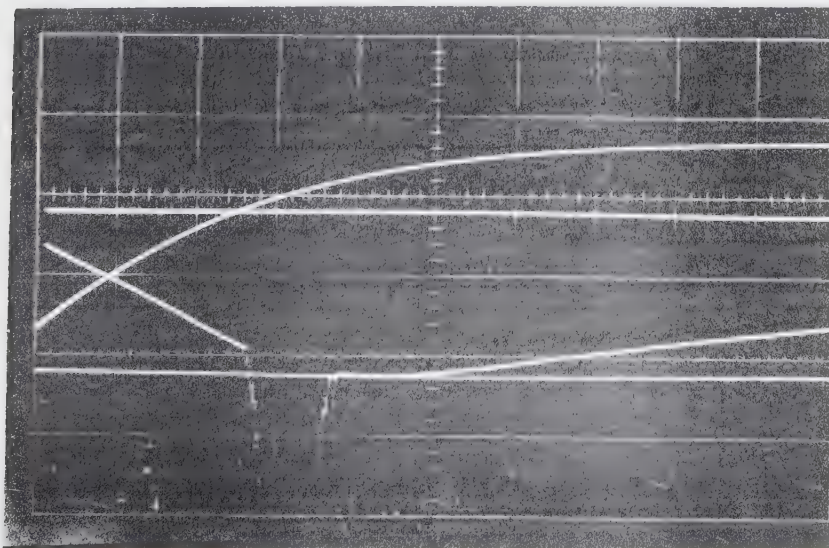


Figure 3,52 b

considérablement plus réduite que pour la partie centrale. Les ordres de grandeur sont tels qu'il est évident que le résidu d'émission est dû à des effets secondaires (réflexions, diffusion, etc..)

Le dépouillement d'une série d'oscillogrammes de ce type, obtenus point par point, permet de tracer les courbes de répartition de fluorescence.

La figure 3,52 c donne un résultat typique de distribution. Elle a été obtenue en utilisant l'ouverture maximum d'objectif, à savoir $f/5,7$, soit un diamètre de $24,5$ mm. Le rapport image/objet étant de 2, les signaux correspondent au rayonnement dans un cône dont l'angle au sommet est de 116 mRd. Ils sont issus d'une surface de $0,33$ mm de diamètre, avec une fenêtre de $0,66$ mm. Ce faisant, nous prenons une position inverse de celle de Daneu, en ce sens que nous utilisons une profondeur de champ réduite. Les éléments de volume situés en arrière du plan objet (intérieur du rubis) se forment en avant du plan image et un calcul d'optique géométrique élémentaire montre que la contribution de ces éléments au flux qui traverse l'orifice de mesure est négligeable. Daneu cherchait à connaître numériquement la population, ce qui n'est pas l'objet de la présente mesure.

Sur la figure, la courbe 1 représente en ordonnée le signal au moment du seuil, la courbe 2 le signal aussitôt après l'arrêt du faisceau laser. L'axe des abscisses donne les distances des points émissifs au centre du barreau. La courbe 3 reproduit avec une échelle d'ordonnées beaucoup plus grande la répartition de la fluorescence avant l'apparition de la superfluorescence au centre. L'allure de cette courbe est attendue d'après ce que nous avons vu au § 2,2.

Répartition de la superfluorescence
sur la face avant du rubis.

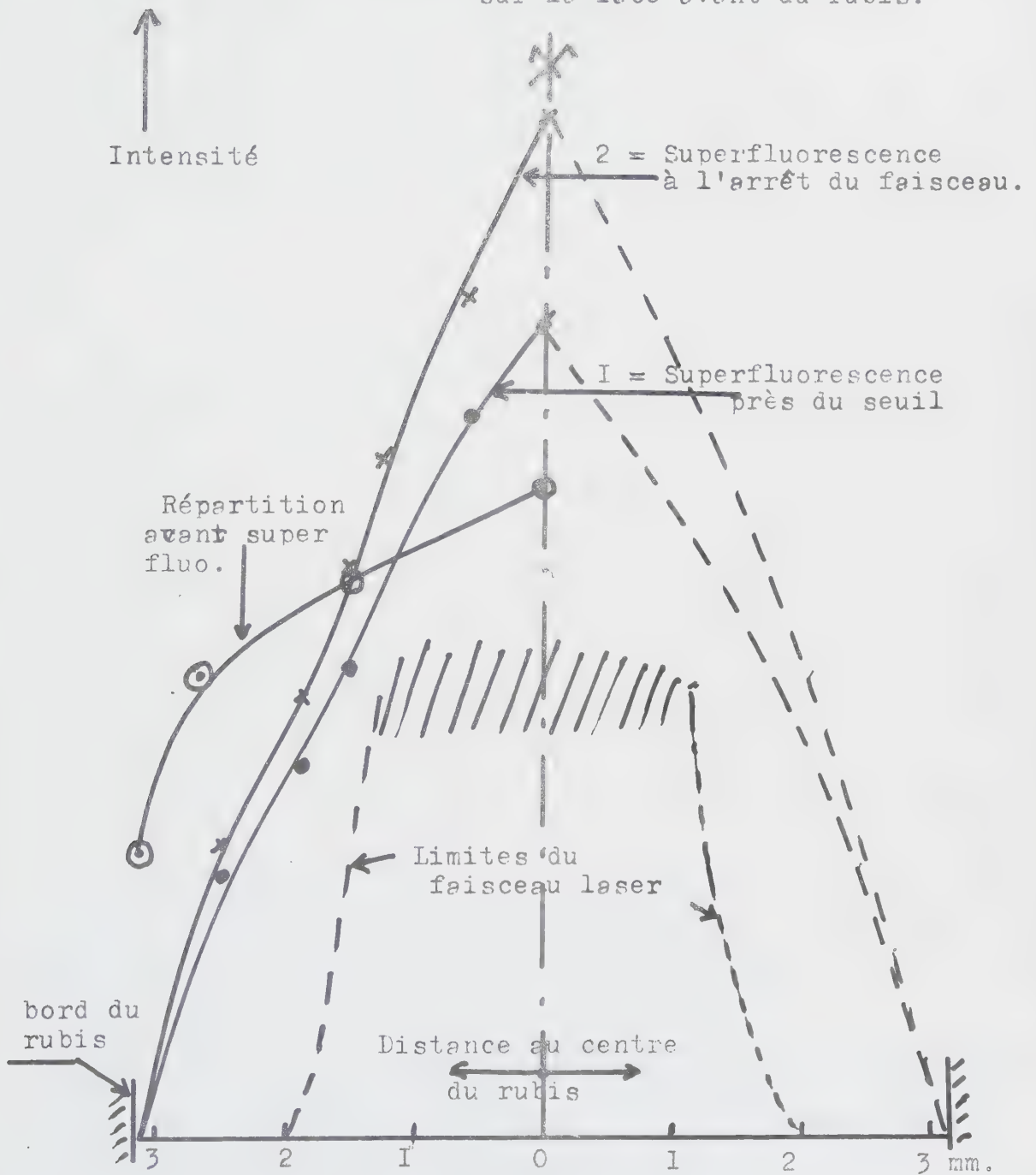


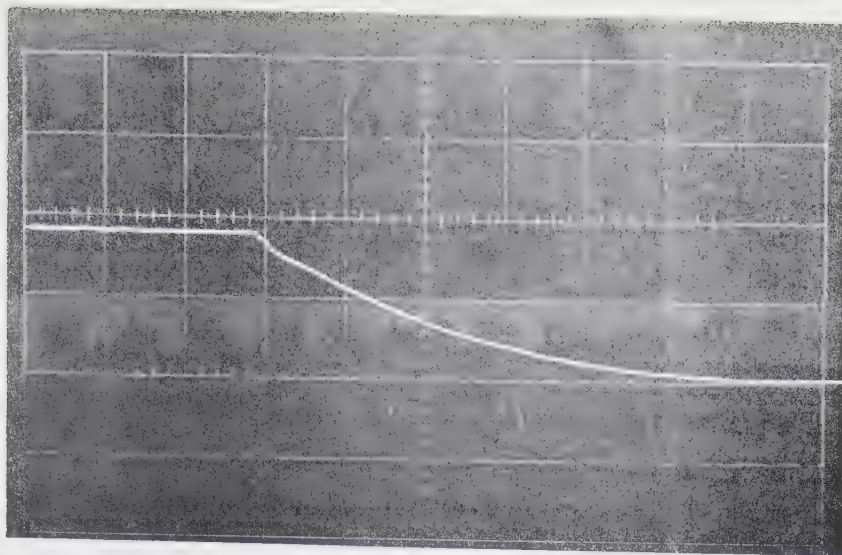
Figure 3-52c

Ces courbes font apparaître une superfluorescence, après l'arrêt du faisceau, supérieure en chaque point à celle que l'on obtient au moment du déclenchement. Le rapport des ordonnées lues sur la figure 3,52c entre les 2 courbes est d'environ 1,2. Les points expérimentaux ne sont pas alignés sur la courbe lisse tracée. Nous ne pensons pas qu'il s'agisse d'erreurs expérimentales, mais d'une irrégularité de répartition : la répétition des expériences avec le même rubis semble bien reproduire les mêmes fluctuations. Les accidents se retrouvent aussi dans la répartition du faisceau laser. Elles seraient dues à des inhomogénéités du cristal.

Les mesures de superfluorescence, contrairement aux mesures d'émission laser, n'ont pas fait apparaître de granulation.

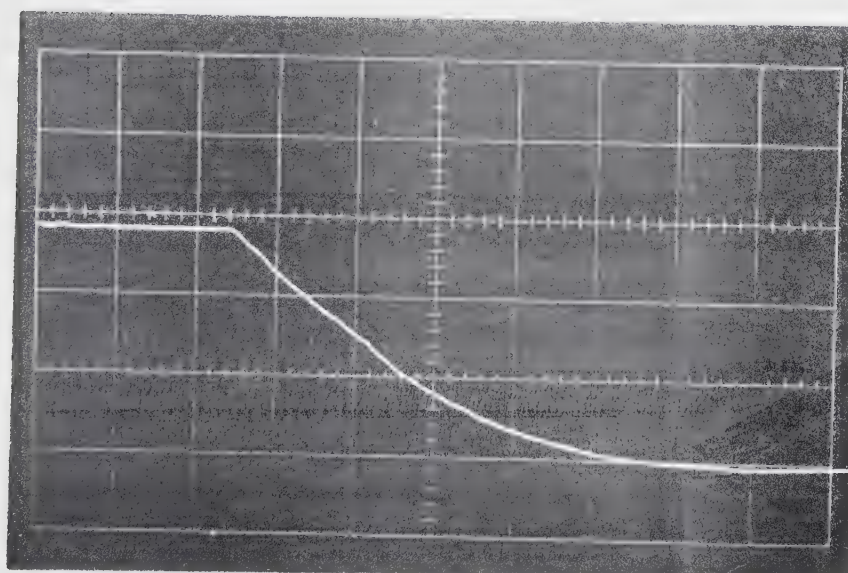
Avec le même dispositif et le même réglage, nous avons mesuré le faisceau laser. Sur la figure 3,52c, nous avons fait figurer la "courbe" 4 qui n'est qu'une indication de l'activité du rubis. Si l'on opère par intégration, en se déplaçant perpendiculairement à l'axe du rubis, on trouve 2 zones. L'énergie n'est importante que dans la zone centrale ; elle décroît brusquement lorsqu'on passe à la zone périphérique. Les traits pointillés verticaux représentent la limite entre les zones. Dans la zone centrale, nous n'avons pu obtenir une courbe ayant une forme. Les points représentatifs sont très dispersés, lorsqu'on explore la surface du rubis. De plus les résultats ne sont pas reproductibles. Ce fait illustre la "granulation" du faisceau. Si l'on procède en "résolution", l'ensemble est inextricable.

Par contre, en choisissant une constante de temps appropriée on peut voir la répartition temporelle de l'énergie comme le montre les figures 3,52d - e - f. La première correspond au centre du rubis, la deuxième à 0,6 mm du centre et la 3ème à 1,2 mm. Sur cette dernière, une trace horizontale a été surimpressionnée



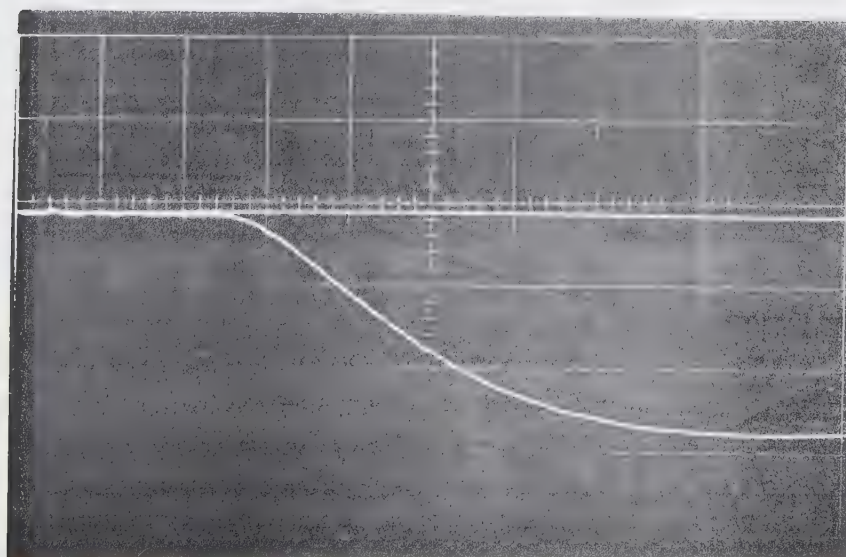
1V/division

Figure 3,52 d



0,5V/division

Figure 3,52 e



0,2V/division

Figure 3,52 f

pour marquer le début du faisceau laser. (Sensibilité : d : 1V/div, e : 0,5 V/div, f : 0,2 V/div.) Il semble que l'on puisse admettre le déclenchement préférentiel de l'oscillation dans une zone limitée aux environs de celle qui donne le maximum de superfluorescence. Après "allumage" de ce dernier pic, la superfluorescence, continuant à augmenter, atteint une valeur suffisante dans des régions plus éloignées du centre pour déclencher le faisceau dans ces zones. Hors de la zone centrale, le faisceau existe aussi dès le début, ou presque, mais avec une intensité nettement inférieure. L'extension progressive de la zone émissive avec le pompage se trouverait ainsi expliquée.

Remarque : Un faisceau parallèle de 0,33 mm de diamètre atteint l'objectif sur une surface de même diamètre. Ce faisceau converge vers le foyer qui se trouve à $1/3$ de la distance à l'image, par suite du choix d'un rapport image/objet égal à 2. Il couvre donc le trou de la fenêtre du PM de 0,66 mm. De même, un faisceau divergent, issu d'un élément de diamètre 0,33 mm sur la face avant du rubis, forme une image de 0,66 mm sur la fenêtre du PM. C'est cette "astuce" d'optique géométrique élémentaire qui permet, dans une même mesure, de comparer un faisceau en principe non collimaté avec un faisceau collimaté, tous deux issus du même point. En réalité, même sans tenir compte des aberrations, l'identité n'est vraie qu'au premier ordre, mais c'est ici suffisant. Les centres des objets sont rigoureusement confondus.

Le rayonnement de superfluorescence au voisinage du seuil est collimaté comme nous allons le voir dans le prochain paragraphe. Cette collimation augmente avec l'intensité de la superfluorescence, mais la présente remarque montre que les courbes de répartition ne sont pas modifiées par cette collimation.

3. 5. 3. Collimation du faisceau.

L'apparition du faisceau laser étant caractérisée par la concentration du lobe de répartition de l'énergie (collimation), nous avons voulu savoir si la superfluorescence présentait aussi cette caractéristique. Seul Roess semble avoir parlé d'une limitation angulaire du faisceau, mais il ne s'agit pas d'une collimation, comme nous l'avons vu plus haut. Pour le rubis D ($R = 3,15\text{ mm}$ et $f = 76\text{ mm}$), le demi-angle au sommet du cône dans lequel Roess a trouvé pratiquement la partie la plus importante de la superfluorescence donnerait à 210 mm du rubis une tache de 37 mm de diamètre environ, compte tenu de l'indice de réfraction du rubis. Nous plaçons à cette distance notre objectif de $F = 140\text{ mm}$, dont le diaphragme est ouvert à $f/5,7$, ce qui donne une ouverture de 25 mm . L'objectif est donc entièrement couvert par le faisceau, tel qu'il est délimité par la géométrie du rubis.

Pour une petite surface émissive située au centre du rubis on obtient les 2 portions de la courbe de fluorescence repérées " $f/5,7$ " sur la figure 3,53a. Une division verticale correspond à 5 volts. Sur la même figure apparaissent les courbes pour l'objectif ouvert à $f/11$ (2 volts par division) et à $f/32$ ($0,5\text{ V/div}$). Le trait horizontal pour $f/5,7$ est la trace correspondant au recul de cathode, lors de l'apparition des signaux de grande amplitude. Ce trait est en dehors de l'écran de l'oscillographe aux sensibilités plus élevées utilisées pour les 2 autres courbes.

Le rapport des surfaces de diaphragme à $f/5,7$ et à $f/32$ est de 31,6. Le rapport des intensités au moment du seuil n'est que de 12,7. En passant de $f/5,7$ à $f/11$, le rapport des intensités est de 1/2,18 au lieu de 1/3,72 pour les ouvertures. Il est clair que l'intensité du faisceau est plus importante suivant l'axe du rubis, que suivant les autres directions.

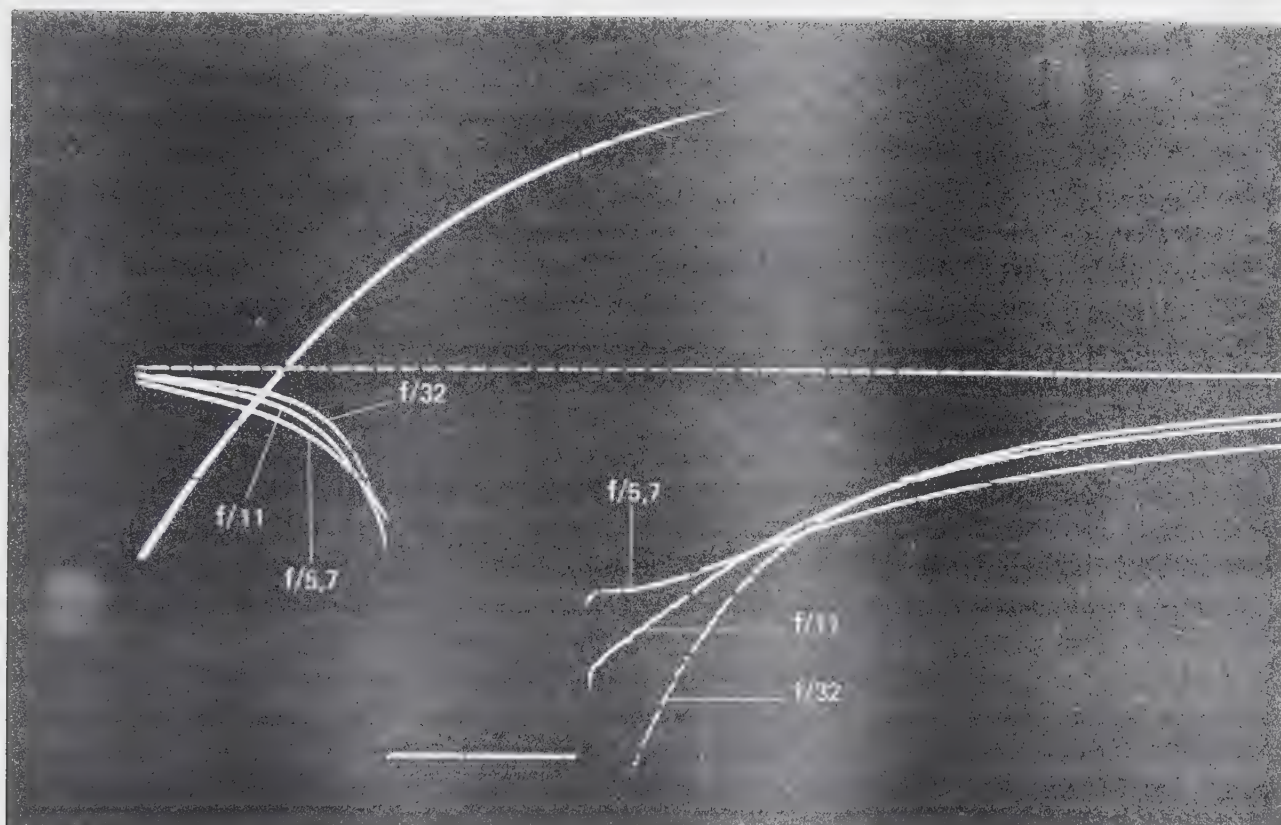


Figure 3,53 a

Si nous répétons la mesure en visant un point voisin du bord du rubis, nous trouvons : 55 mV à $f/32$ et 1800 mV à $f/5,7$, soit un rapport de 32,7, égal sensiblement au rapport 31,6 des diaphragmes : sur les bords, le faisceau n'est pas collimaté. Nous savons aussi que dans cette région la superfluorescence n'apparaît pas (au moins avant le seuil).

Outre le rapport des intensités en fonction de l'ouverture des diaphragmes on remarquera la variation de forme des courbes :

Avant le seuil, la pente relative est nettement plus accentuée à $f/32$, par conséquent au centre du faisceau. Ceci montre qu'un point du rubis émet la superfluorescence suivant un lobe de répartition angulaire qui se rétrécit d'autant plus que l'on approche du seuil.

Après l'arrêt de l'oscillation, l'intensité de superfluorescence est supérieure à celle qui existe au déclenchement et les pentes sont relativement plus fortes pour les ouvertures les plus petites. Il y a donc aussi striction du faisceau après l'émission laser. Cette striction diminue lorsque le temps s'écoule ; L'intensité de la pompe est alors à peu près nulle et la population décroît finalement avec la constante de temps de la fluorescence simple.

Pour démonstratifs que soient de tels clichés, la précision que l'on peut en obtenir concernant la répartition angulaire de la superfluorescence n'est pas très élevée.

Nous avons des résultats plus quantitatifs, quoique plus laborieux à obtenir, de la façon suivante : nous supprimons l'objectif et nous recouvrons la face du rubis par un petit disque métallique percé en son centre d'un trou de 0,5 mm de diamètre. Le PM, placé à 275 ou 560 mm, reçoit le flux au travers d'un trou de 1,5 mm. En déplaçant le PM perpendiculairement au faisceau, on peut tracer point par point le lobe de rayonnement, en effectuant un flash par point. Pour chaque position du PM, on obtient un oscillogramme.

Sur chacun de ces oscillogrammes, on mesure le signal à différentes époques et au seuil. On obtient de la sorte la répartition angulaire à chaque instant.

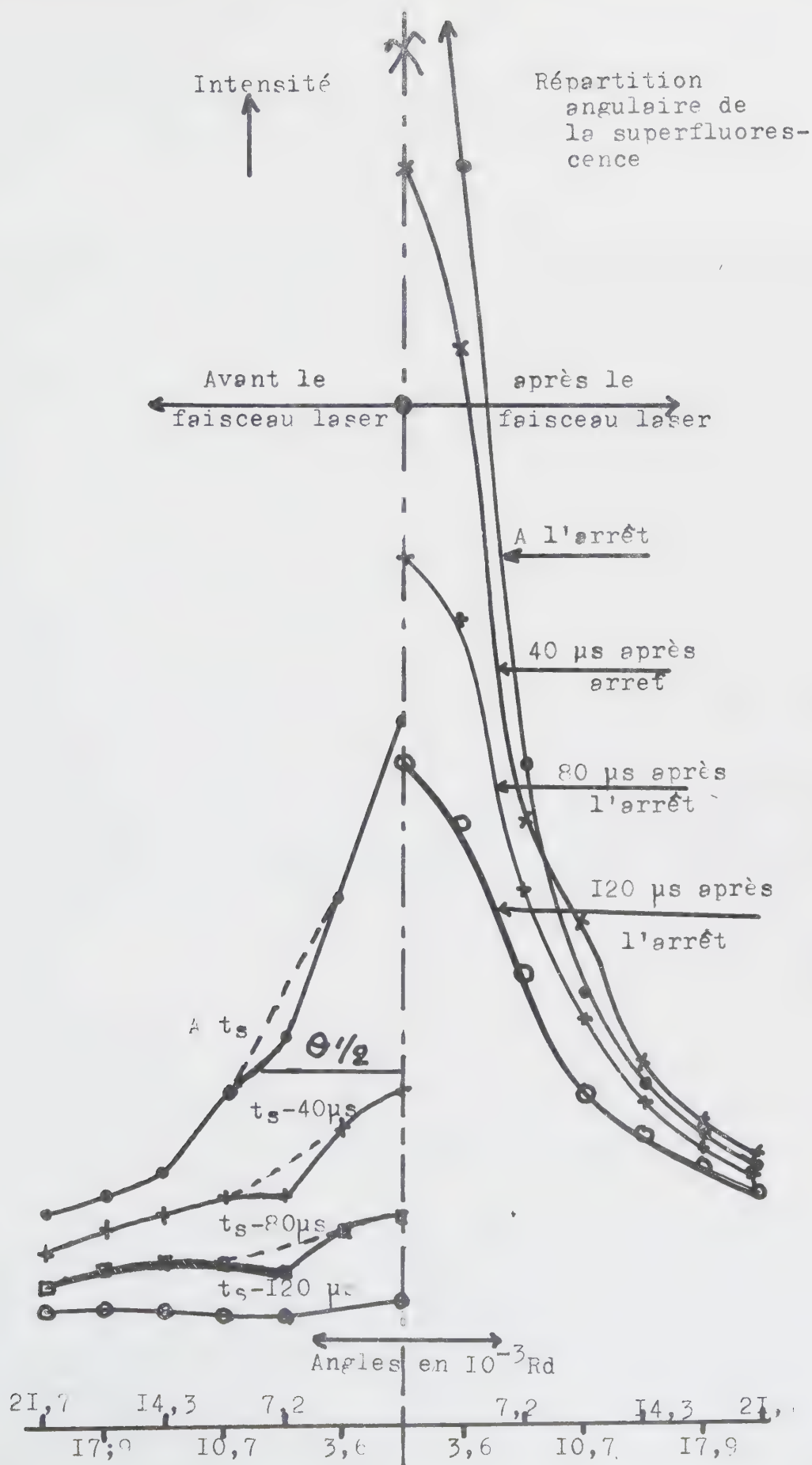
La figure 3,53b représente une courbe typique obtenue. La partie gauche correspond aux intensités avant l'oscillation laser et la partie droite après l'oscillation. Les abscisses représentent en milliradians les écarts angulaires entre l'axe du lobe de rayonnement et la droite reliant les trous des fenêtres du rubis et du PM. La mesure correspondant à la figure a été effectuée avec un rubis sans argenture, la fenêtre du PM étant à 560 mm de la face du rubis. Le seuil a lieu dans le cas présent à $t_s = 560 \mu s$ et il y correspond la courbe supérieure à gauche. Les autres courbes sont obtenues 40,80 et 120 μs avant le seuil, respectivement.

On voit nettement la rapide striction du faisceau. Son ouverture lors du seuil à mi-hauteur est de $8,4.10^{-3}$ Rd. La collimation reste inférieure à celle du faisceau laser, mais devient du même ordre de grandeur. On a vérifié que l'intensité continue à décroître pour des angles supérieurs. A 36 mRd de l'axe, et au voisinage du seuil, le signal est environ 5% du maximum.

Après l'émission laser la striction apparaît encore plus élevée qu'avant le seuil.

3. 5. 4. Rapport entre la fluorescence au seuil et à la fin de l'oscillation laser.

Il est clair que la superfluorescence ne suit pas une loi linéaire en fonction de l'inversion de population, mais qu'elle augmente avec celle-ci. D'autre part, la collimation progresse aussi avec l'inversion de population, et par conséquent la fraction du signal que l'on obtient dans l'axe du faisceau est plus importante lorsque N_2 augmente. Enfin, la puissance de rayonnement reste



en équilibre avec la puissance de pompe. Donc, finalement, sa mesure permet de connaître le sens de variation de l'inversion de population.

Reprenant la figure 3,50c, par exemple, il apparaît que le signal après l'émission laser est supérieur à celui qui existe au seuil.

Les figures 3,52a et 3,52b, correspondant respectivement au centre du rubis et à un point qui en est éloigné de 2,75 mm, montrent qu'il en est de même en différents points de la surface émissive.

Sur la figure 3,52b, on remarquera que les derniers pics sont résolus, ce qui montre que la différence des niveaux n'est pas due à une saturation des circuits électroniques. D'ailleurs, la figure 3,54a représente une série d'oscillogrammes correspondant au centre du rubis, mais obtenus en masquant le centre de l'objectif avec une pastille. Le faisceau laser est occulté et ce qui en apparaît n'est qu'une faible fraction diffusée. Dans ces conditions, les circuits ne sont pas saturés. Naturellement, comme on a éliminé par la même occasion la partie centrale du faisceau de fluorescence, on n'en recueille qu'une fraction de plus en plus faible au fur et à mesure que l'on approche du seuil, à cause de la collimation. Ceci explique la variation de forme des traces oscillographiques. La population après l'oscillation laser est encore plus élevée qu'au seuil. Il est clair aussi que la courbe de superfluorescence n'est qu'interrompue par le faisceau. Le réseau de courbes tend vers la même asymptote avec le temps.

La figure 3,54b a été obtenue sans objectif, dans le faisceau direct du rubis D argenté sur la face arrière, au travers d'un trou de 0,5 mm pratiqué sur la face avant. Le PM muni d'une fenêtre de 1 mm était à 275 mm du rubis. La tension d'excitation

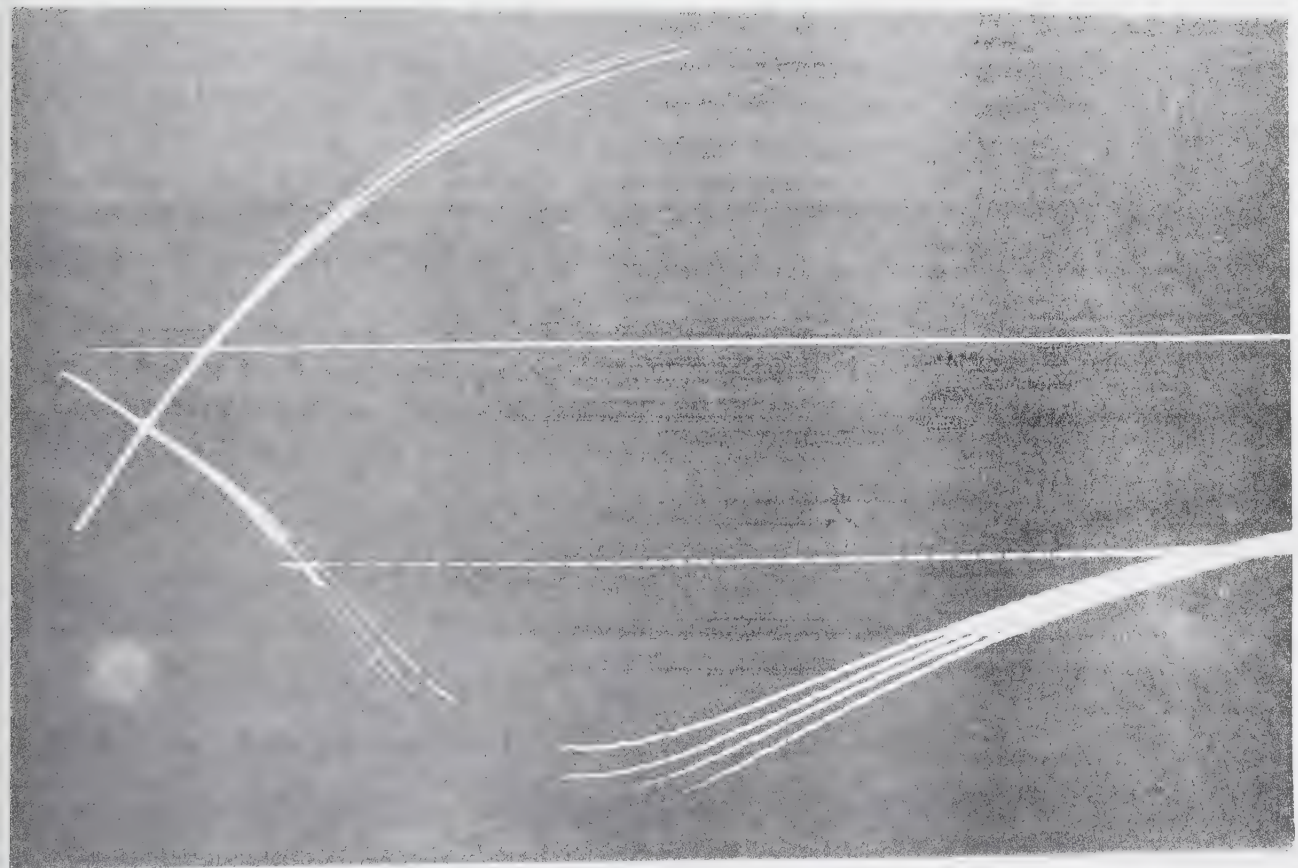


Figure 3, 54 a

du flash était de 4500 V. Pour une tension de 4600 V, on obtient la figure 3,54c. L'effet apparaît très nettement. Enfin, la figure 3,54d correspond à la précédente, mais dans une direction éloignée de 18 mRd (Sensibilité de lecture $\times 5$).

Les figures 3,54e et 3,54f sont obtenues, avec les 2 faces du rubis non argentées, de la même façon que les précédentes. L'écart angulaire entre les 2 clichés correspond à 3,5 mRd (distance rubis - PM = 560 mm ; 1 V/div pour 3,54e et 0,5 V/div pour 3,54f).

On obtient les mêmes effets à 227°K. La figure 3,51d montre en outre que la même observation peut être effectuée dans le plan de polarisation perpendiculaire.

Et pourtant l'oscillation laser provoque une diminution de N_2 .

En fait, bien que (N_2 post) après le faisceau soit en général supérieur à (N_2 ante) au seuil, (N_2 post) est inférieur à la valeur (N_2 post)⁴ que l'on obtiendrait si le faisceau ne s'était pas produit. Cette petite différence est visible lorsqu'on peut suivre avec assez de précision la partie interrompue de la courbe de superfluorescence. Toutefois, nous préférons le montrer sur la figure 3,54j relative à l'oscillation dans un rubis partiellement masqué. La figure 3,54g correspond à l'émission d'un rubis dont la partie arrière était masquée sur 15 mm, et pompé de telle sorte que l'oscillation laser n'ait qu'une intensité relativement peu élevée. La figure 3,54h est obtenue avec un masque de 22 mm. Dans ces conditions, l'oscillation laser dure peu, s'arrête, puis reprend. Pendant les arrêts, la trace revient nettement sur le prolongement interpolé de la courbe de superfluorescence entre ses parties continues. On pourra remarque que :

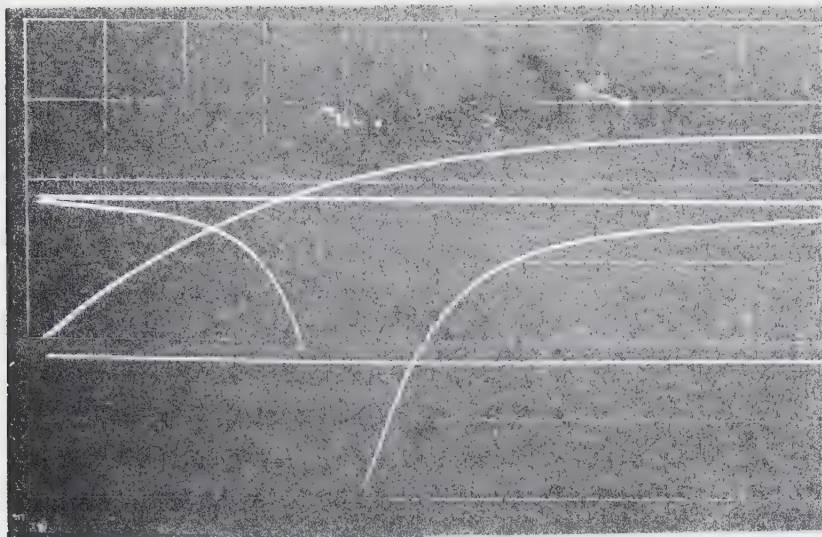


Figure 3, 54 b

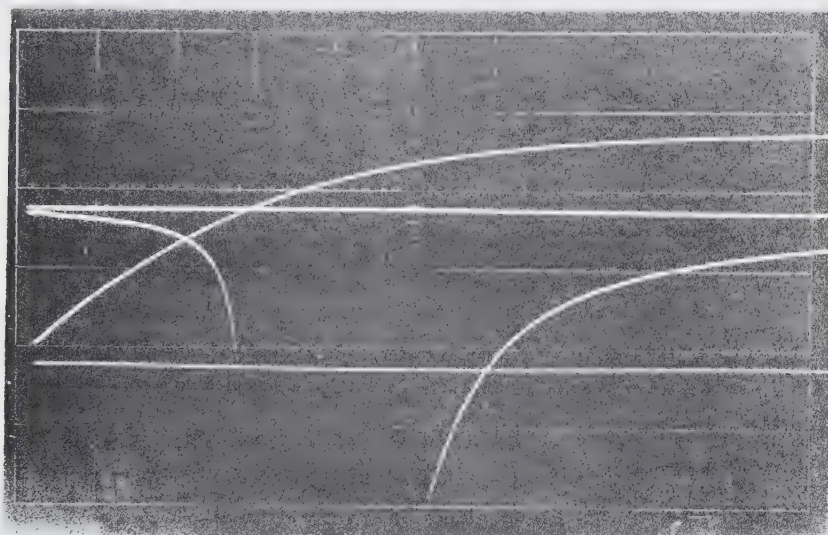


Figure 3, 54 c

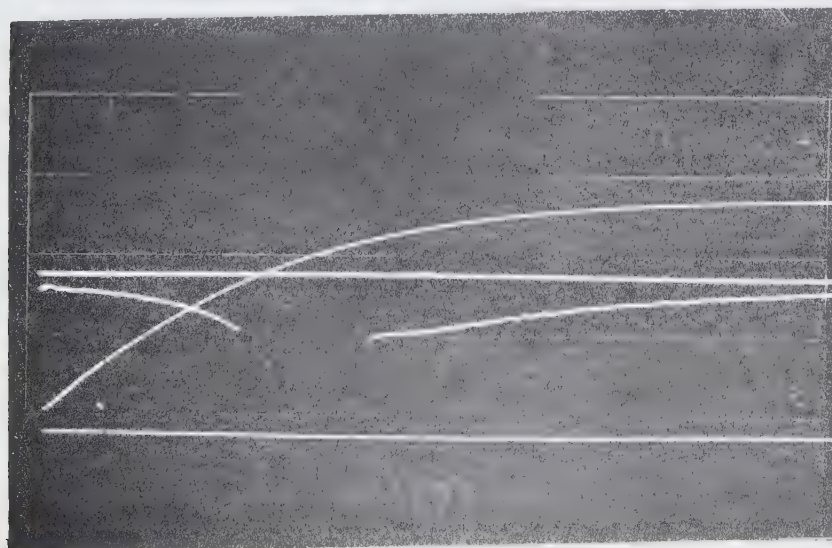


Figure 3, 54 d

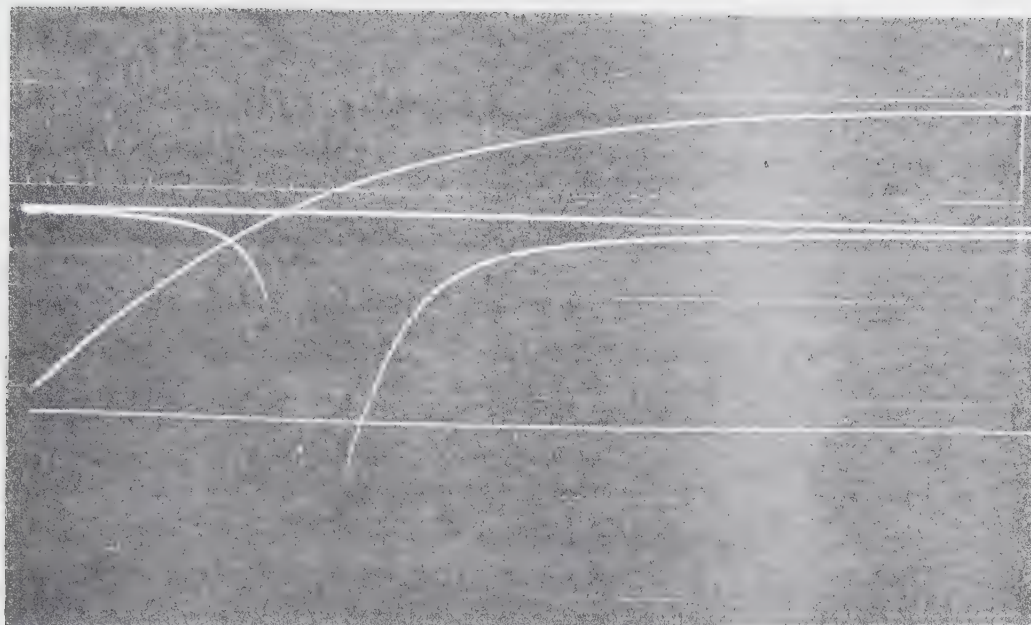


Figure 3, 54 e

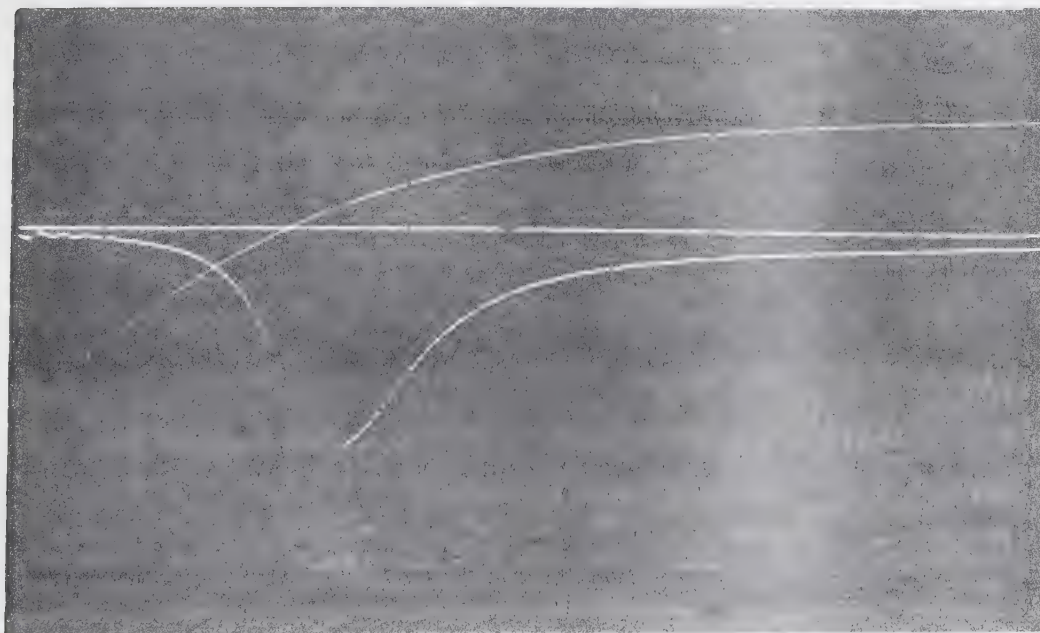


Figure 3.54 f

A chaque interruption le signal de fluorescence est supérieur à sa grandeur avant amorçage des oscillations, et l'amorçage d'une nouvelle oscillation se produit pour un niveau de fluorescence supérieur.

Entre outre, la figure 3,54h montre les différentes courbes obtenues suivant la direction de la mesure. L'écart de direction d'une courbe à la suivante est de 7 mRd.

Si l'on effectue le pompage dans des conditions extrêmement voisines de celles qui conduisent au seuil, on constate que la moindre fluctuation non contrôlable de ces conditions fait que l'on se trouve juste en-dessous ou juste en-dessus du seuil. La figure 3,54j correspond à un tel essai, lors duquel nous avons pu obtenir sur le même cliché le signal avec et le signal sans oscillation laser. Les 2 traces sont confondues jusqu'au moment de l'entrée en oscillation lors de l'un des 2 flashes. Par contre, après l'arrêt de l'oscillation, le signal est plus faible pour la courbe correspondant au déclenchement de l'oscillation ; il est cependant plus fort qu'au moment de cet amorçage du faisceau. Nous verrons plus bas que l'interprétation de cette expérience est la suivante : la population inversée de l'ensemble du rubis augmente pendant la durée du faisceau, mais moins que si le faisceau ne s'était pas déclenché.

3. 5. 5. Influence de la puissance de pompage sur le signal obtenu au seuil.

Nous avons vu que, si l'on augmente la puissance de la pompe :

- 1/ L'énergie de pompage au moment du seuil diminue
- 2/ Le temps pour atteindre le seuil diminue plus rapidement que prévu.
- 3/ L'angle de raccordement de la courbe de superfluorescence avec l'axe des ordonnées diminue plus rapidement que la puissance de pompage.

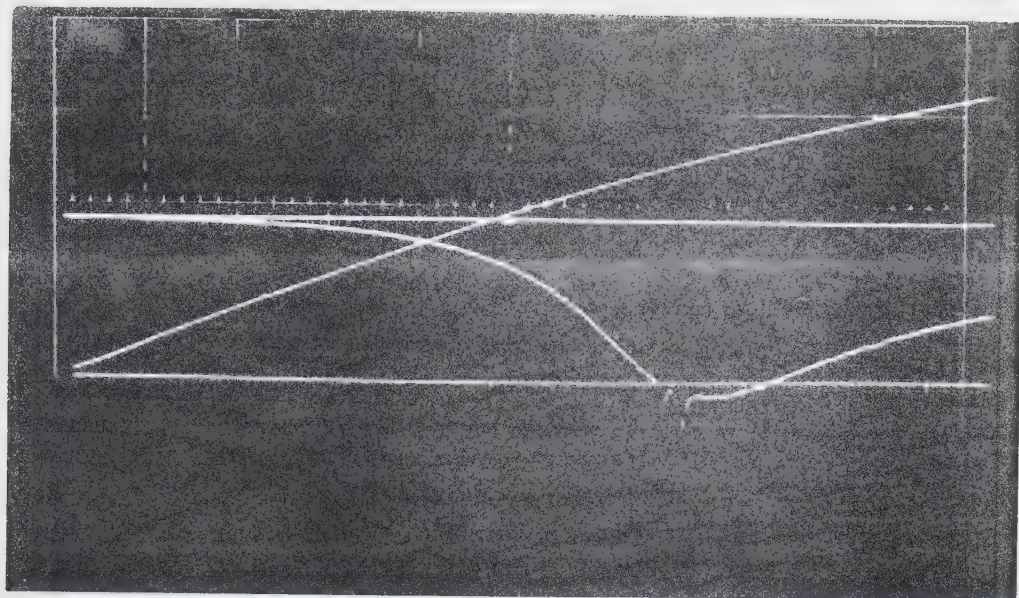


Figure 3, 54 g

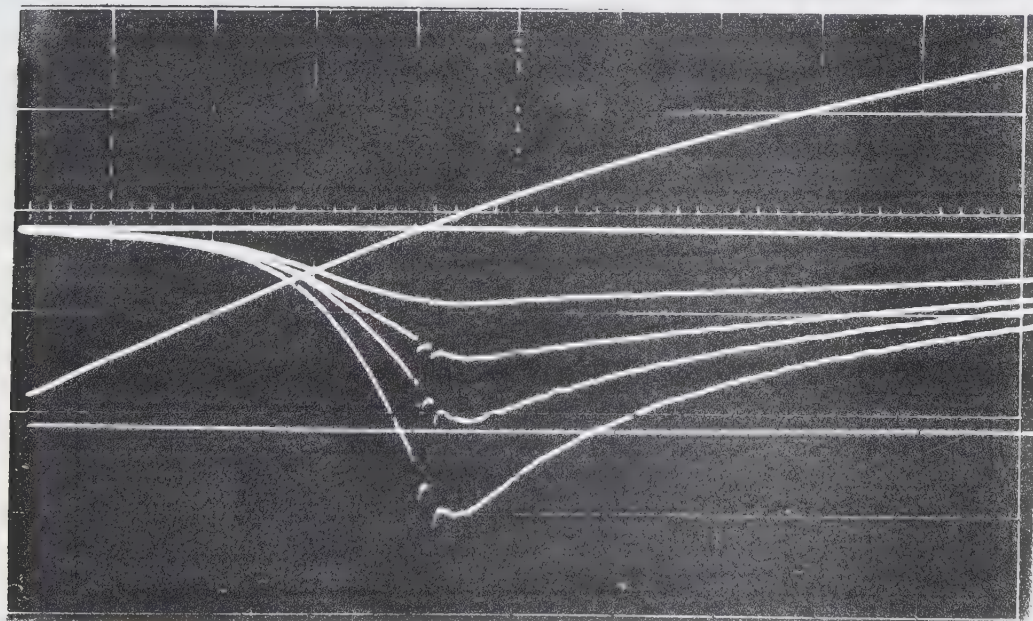


Figure 3, 54 h

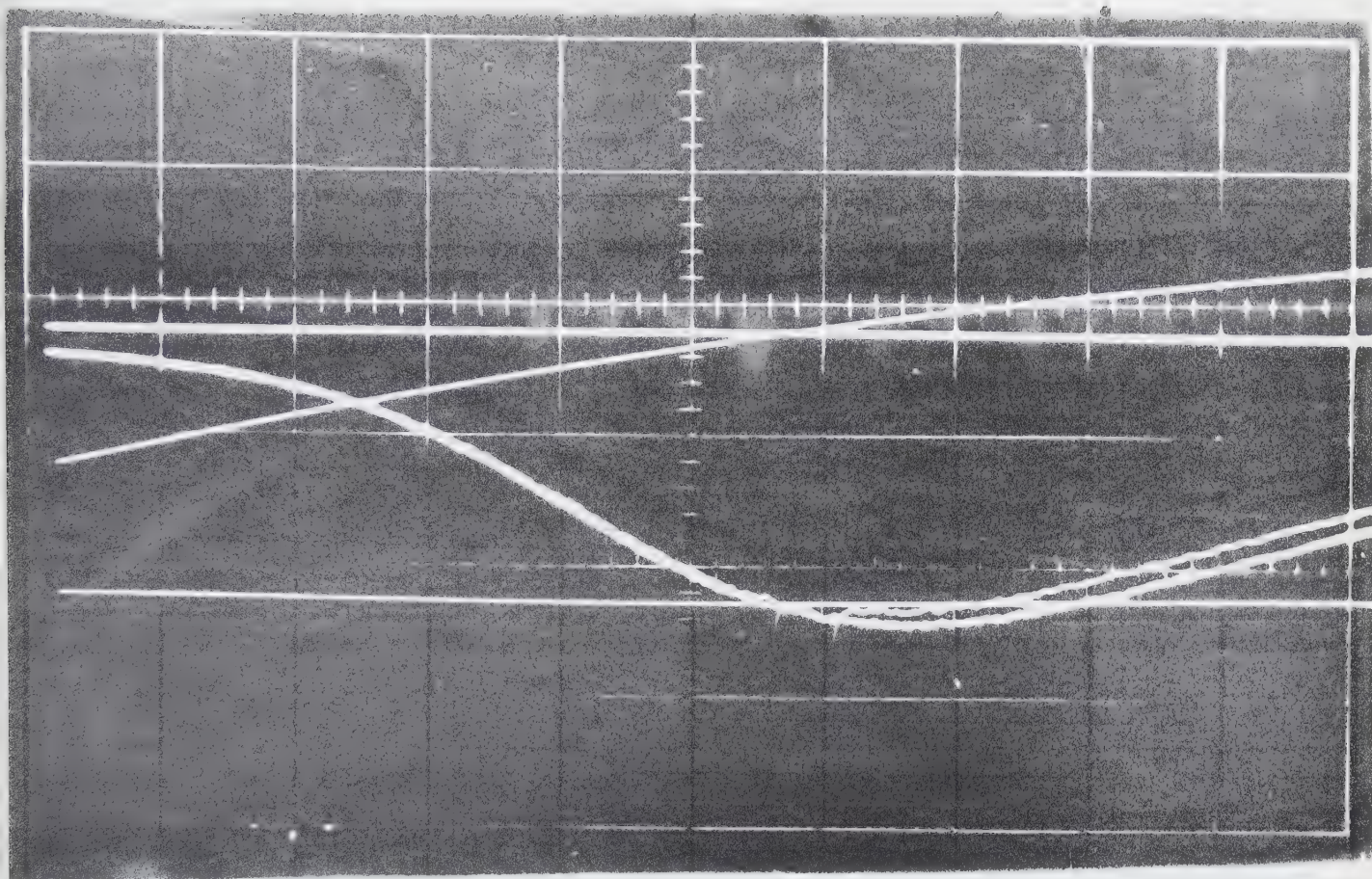


Figure 3,54 j

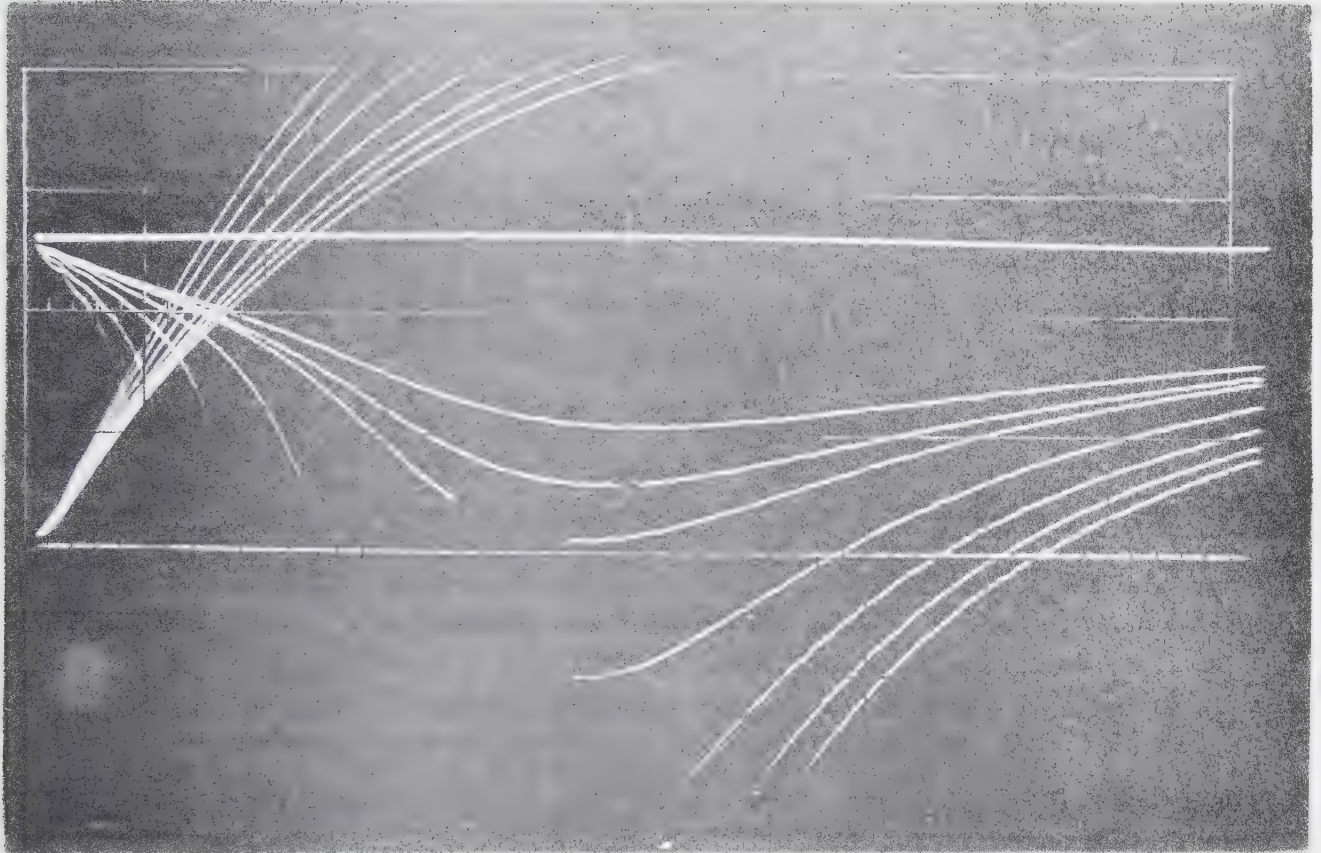


Figure 3, 55

En nous reportant à la figure 2,4a, nous constatons en outre que le signal au moment du déclenchement diminue lorsque la puissance de pompe augmente, mais après le faisceau, il augmente si la puissance de pompe augmente. Ce dernier point est plus visible sur la figure 3,55, sur laquelle l'échelle des temps est de 200 μ s par division, au lieu de 100 μ s sur la figure 2,4a. Le rapport $(N_2 \text{ post}) / (N_2 \text{ ante})$ du paragraphe précédent augmente donc aussi avec la puissance de pompage.

Ce résultat semblerait indiquer que l'inversion de population n_c au seuil diminue si la puissance de pompe augmente. Or, la théorie classique pour un laser à un seul mode conduit à n_c constant. Pour un laser multimodal, nous nous reporterons à l'analyse de Roess (§ 1,432). Pour une configuration donnée du rubis et des miroirs, la sélection des modes est constante. Cependant, Roess trouve que l'inversion n'_c au seuil pour un laser dont la proportion des modes excités est D varie en fonction de la puissance de pompe comme :

$$n'_c = \frac{n_c}{1 + \frac{D n_0}{W T}} < n_c$$

Donc, d'après ses équations, l'inversion de population augmente au seuil au moment du déclenchement, si la puissance de pompe augmente, ce qui est l'inverse de notre résultat expérimental.

3. 5. 6. Conclusions du Chapitre 3.

Nous avons donné un certain nombre de résultats et d'oscillogrammes. Ayant utilisé 3 rubis et des conditions expérimentales variées, nous avons pu constater que dans toutes nos mesures ou observations le rayonnement apparent répond à la description que nous venons d'en faire, les variations ne portant que sur l'époque du seuil, les intensités, les degrés de collimation. Mais les

résultats que nous apportons se sont toujours confirmés qualitativement, même en modifiant les pouvoirs réflecteurs des rubis, etc...

Cependant les variations des conditions expérimentales ne sont pas illimitées, et le nombre de rubis testés n'est pas élevé. D'autre part nous n'avons étudié que le rubis et la comparaison avec d'autres types d'oscillateurs serait intéressante. Mais notre objectif se limitait à l'étude du rubis. Même pour ceux-ci se pose le problème des généralisations. Malgré tout, les possibilités de recoupements sur plusieurs points, comme on l'a vu, semblent exclure que nous soyions dans une série de cas particuliers identiques.

Nous ne dirons pas que tous les lasers, ni même tous les rubis donnent nos résultats. Mais nous pouvons penser que ceux-ci restent valables pour la plupart des rubis actuellement en service.

On savait que la densité de population au niveau excité variait du centre au bord du rubis. Nous avons étendu l'étude à celle de la fluorescence dans un barreau entier, ou éclairé sur une longueur suffisante pour faire apparaître la superfluorescence.

Toute mesure d'inversion donne une moyenne de la densité de population dans des zones plus ou moins étendues. Nous avons opéré aussi sur des surfaces très petites et observé l'évolution des densités d'inversion dans ces régions très délimitées. Nous avons vu que cette population moyenne continue à augmenter pendant l'oscillation laser. Donc l'oscillation ne cesse pas faute d'ions à l'état métastable dans une zone étendue comme on l'a cru semblait-il jusqu'ici. Si une première oscillation cesse, ce ne peut donc être que :

a/parce que n diminue dans une petite zone, encore plus petite que celles qui correspondent aux mesures, et continue à augmenter en dehors de cette zone, le bilan moyen étant positif.

b/ ou bien parce que la valeur de seuil n_c augmente dès la première oscillation, et même durant celle-ci.

Cette deuxième hypothèse ne peut se produire que si :

b)a/ ou bien le nombre de modes excités diminue, car dans l'équation de Roess, n'_c augmente si D diminue, D étant le nombre de modes excités. Cela signifierait que les modes excités s'éteignent successivement.

b)b/ ou bien les Q des modes successifs étant plus faibles, au fur et à mesure de l'extinction d'un mode, l'oscillation se produit sur les modes successifs de valeurs de Q plus faibles.

Or, l'extinction d'un mode ne peut se produire que suivant 2 hypothèses :

a/ ou bien la population a diminué. Mais puisqu'au total elle a augmenté, c'est que sa diminution s'est réalisée de façon sélective, liée au vecteur $\vec{k}$ du mode qui s'éteint.

b/ ou bien parce que l'entrée en oscillation d'un nouveau mode étouffe celui qui existe déjà. On sait que ce n'est jamais le cas dans un système oscillant.

En définitive, il ne semble y avoir d'autre explication valable que celle d'une dépopulation étroitement localisée.

Considérons un mode axial, par exemple. Il y a 2 possibilités de localisation de cette dépopulation :

a/ Aux "ventres" des ondes stationnaires (théorie de Statz et al.

b/ suivant l'axe du mode.

Avec la possibilité a/, l'oscillation cesse, par suite du dépeuplement dans des plans parallèles (pour une onde plane) aux faces du rubis. Dans ces conditions, le signal de superfluorescence devrait diminuer par suite de l'effet laser.

Si l'on admet b/, cela signifie que la dépopulation a lieu suivant des filaments de très petits diamètres. On est conduit à admettre que l'émission se produit en réalité comme une sorte de réaction en chaîne le long de la ligne correspondant au vecteur $\vec{k}$ du mode oscillant. Et on retrouve l'idée de Viénot et collaborateurs de l'émission par avalanches.

Il faut noter que si a/ ne semble pas correspondre aux résultats que nous avons apportés, ceux-ci n'excluent pas la coexistence d'une telle dépopulation longitudinale. En particulier, il est tout à fait possible d'avoir, le long d'un filament une périodicité spatiale de dépopulation.

D'autre part, nous avons vu que les propriétés de la superfluorescence se rapprochent beaucoup de celles du faisceau laser, en particulier en ce qui concerne la collimation et d'autant plus que l'on approche du seuil. Or, comme l'on sait (références citées), la superfluorescence provient de l'amplification de la fluorescence spontanée. A l'origine, chaque photon spontané est émis dans une direction quelconque, qui n'a évidemment rien à voir avec les modes d'oscillation laser : l'atome émetteur n'agit pas en fonction de la conscience qu'il a de ce qu'advient son photon. Cependant, la cavité, étant donnée définit un certain nombre de modes possibles, ou vecteurs $\vec{k}$ dans tout l'espace. Les photons spontanés sont donc émis, par hasard, avec des vecteurs d'onde dont les extrémités se trouvent dans les cellules de l'espace des $\vec{k}$. D'où la conséquence : le lobe de répartition de la superfluorescence est le même que celui du nombre de photons dans les différentes cellules $\vec{k}$ correspondant aux mêmes directions. Au seuil, le

nombre de photons par mode est donc plus important dans certains d'entre eux. L'oscillation se produit (voir équation des photons) lorsqu'il y a suffisamment de photons dans un mode.

Nous allons préciser ces différents points au cours du chapitre 4.

CHAPITRE IV

EQUATIONS DE SUPERFLUORESCENCE ET CONSEQUENCES

R.H. Dicke (D5) a montré que par suite du couplage dû au champ entre les molécules d'un gaz, l'émission spontanée à partir d'un niveau excité n'est pas totalement incohérente. Il a appelé cet effet la "superradiance". Les résultats de son étude, qui nous intéressent ici sont :

- 1/ Le coefficient d'émission spontané est modifié.
- 2/ La vitesse d'émission stimulée est inchangée.
- 3/ Les photons émis spontanément par des atomes excités influencés par le champ rayonnant spontané d'autres atomes ont une direction préférentielle en relation avec celle des photons incidents.

Nous admettrons dans ce qui suit que la superradiance est négligeable dans notre étude puisque le coefficient d'émission spontanée a été mesuré égal à $A_{21} = 250 \text{ s}^{-1}$ à 150°K. Nous admettrons donc aussi que la probabilité d'émission spontanée d'un photon, dans le temps dt , par un ion Cr^{3+} au niveau 2 est donné par $A_{21}dt$, A_{21} étant le coefficient d'Einstein, que cette probabilité est indépendante du rayonnement environnant et des atomes voisins, qu'elle est uniformément répartie dans un angle solide 4π et que les photons émis par les différents ions métastables sont totalement incohérents entre eux.

4. 1. Rubis de dimensions semi-infinies.

Soit un rubis, de longueur L , limité aux 2 extrémités de cette longueur par une surface indéfinie non réfléchissante ni absorbante, les autres dimensions en étant illimitées (Figure 4,1a). Pour étudier la fluorescence, nous disposons au voisinage de la face avant, que nous appellerons $F1$, un écran muni d'une ouverture très petite s de centre O . Nous mesurons le flux qui sortant par cette surface, traverse la fenêtre d'ouverture élémentaire dS' de centre B' à la distance $|z'_1|$. Nous définissons ainsi une direction $\theta = \widehat{B'OZ}$ et donc une direction $\theta = \theta'/\eta$ à l'intérieur du rubis d'indice η , si θ est suffisamment petit pour confondre l'angle et le sinus.

Pour les calculs, nous remplaçons la surface dS' par la surface équivalente dS , de centre B telle que $\widehat{BOZ} = \theta$, et située à la distance z_1 de la face $F1$ (comme si le milieu de mesure était d'indice η).

Soit A un ion métastable dans un plan (Σ) à la distance z de $F1$ (Figure 4,1b). Il émet un photon dans le temps dt et dans l'angle 4π avec la probabilité $A_{21}dt$. La probabilité de recevoir un photon de A sur l'élément très petit dS est, dans un temps dt :

$$(A_{21} dt) \cdot \frac{dS}{4\pi(z+z_1)^2}$$

en supposant θ suffisamment petit pour confondre dS avec sa projection suivant le plan normal à la direction θ . Le point B voit au travers de s une surface Σ du plan (Σ) telle que $\Sigma = s \cdot \left(\frac{z+z_1}{z_1} \right)^2$. Il voit donc, entre les plans voisins (Σ) et (Σ') séparés de Δz un nombre

$$N_2 \sim \frac{(z+z_1)^2}{z_1^2} \Delta z$$

d'ions Cr^{3+} à l'état 2, si N_2 est leur nombre par unité de volume dans le rubis.

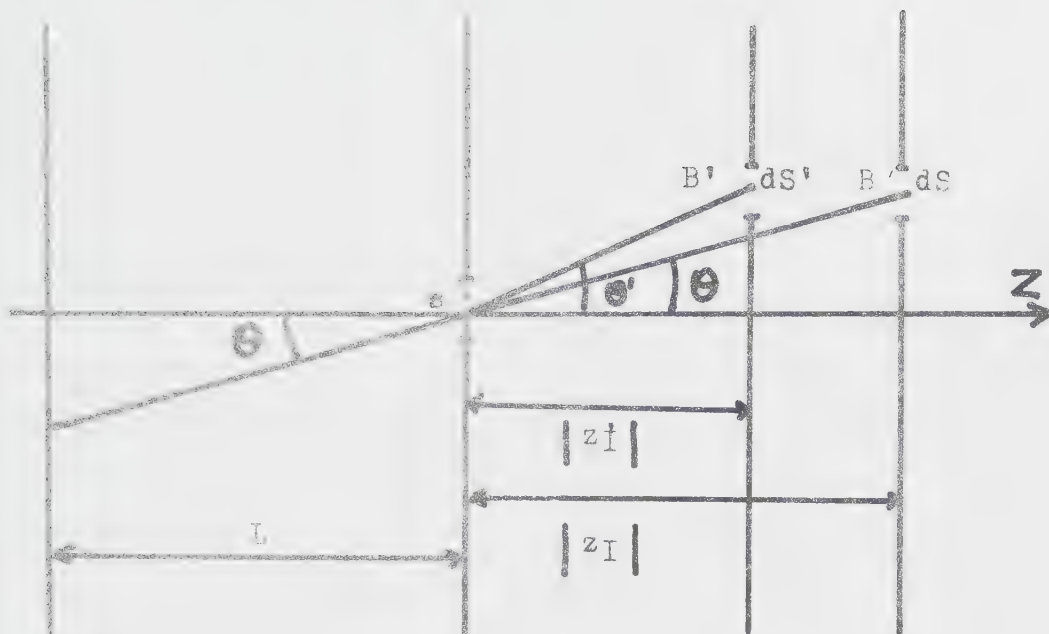


Figure 4-1a

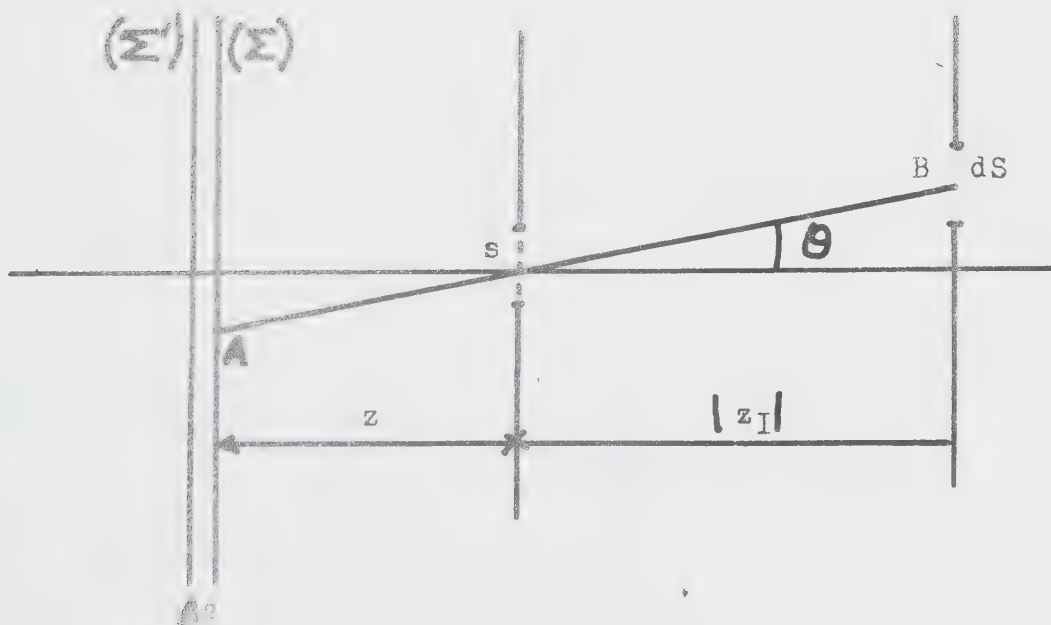


Figure 4-1b

L'élément dS reçoit de ces ions un flux :

$$N_2 \frac{(z+z_1)^2}{z_1^2} A_{21} \frac{dS}{4\pi(z+z_1)^2} \Delta z$$

soit :

$$\Delta W_z = \beta A_{21} N_2 \Delta z \quad (4,1-1)$$

en posant

$$\beta = \frac{1}{4\pi} d\Omega$$

et l'angle solide $d\Omega$ étant : $d\Omega = \frac{dS}{z_1^2}$

Le flux de fluorescence $W_{f,1}$ au travers de l'élément s de la face $F1$, dans un angle solide $d\Omega$ petit autour de la direction θ , et provenant d'une longueur L du rubis sera finalement :

$$W_{f,1} = \beta A_{21} N_2 L \quad (4,1-2)$$

par intégration de 4,1-1, de $z = 0$ à $z \leq L$.

Ceci suppose que les photons traversent un milieu qui n'est ni absorbant ni amplifiant.

Si au contraire, le coefficient d'absorption du milieu est k_1 , le flux issu de l'élément de volume compris entre z et $z + dz$ sera multiplié par $e^{-k_1 z}$ et l'expression (4,1-1) deviendra

$$\Delta W'_z = \beta A_{21} N_2 e^{-k_1 z} \Delta z \quad (4,1-3)$$

et par intégration, nous obtenons le flux au travers de s de la face I , dans l'angle $d\Omega$ autour de θ :

$$W_1 = - \beta A_{21} N_2 \frac{e^{-k_1 L} - 1}{k_1} \quad (4,1-4)$$

Le rapport de (4,1-4) et (4,1-2) donne :

$$\frac{W_1}{W_{f,1}} = - \frac{e^{-k_1 L} - 1}{k_1 L} \quad (4,1-5)$$

Si $k \simeq 0$, ou $L \simeq 0$, $W_1 = W_{f,1}$

Pour l'inversion de population, $k_1 = 0$,

Pour $L \simeq 0$, cas du rubis masqué sur presque toute sa longueur, la fluorescence mesurée est bien celle qui est émise spontanément, quelle que soit l'inversion de population.

Remarque :

Avizonis et al. (A4), rappelant leurs prédécesseurs, ont obtenu un résultat analogue, mais en intégrant arbitrairement le rayonnement suivant un coefficient arbitraire β , c'est-à-dire avec des raisonnements plus complexes et finalement plus approximatifs. C'est pourquoi nous avons développé en détail le calcul précédent bien qu'il soit très simple. Quoique plus rigoureux, il montre que les approximations des travaux antérieurs sont valables. Mais la différence est la suivante : la collection d'atomes appréhendés par Avizonis au sein du rubis n'est pas la même que la nôtre. Il n'y a recoupement que pour une collimation totale (faisceau strictement parallèle).

4.2. Rubis avec faces réfléchissantes.

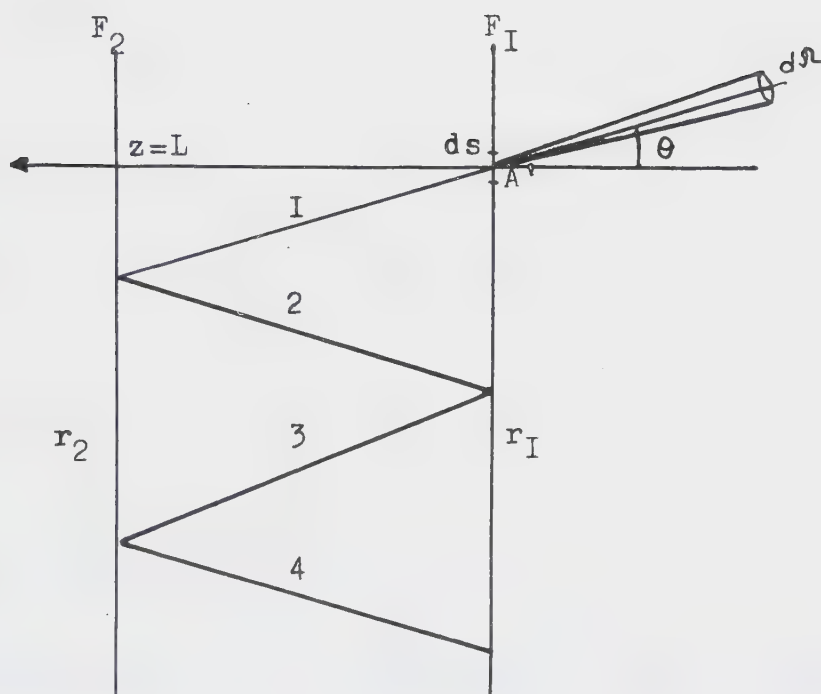
Nous supposons maintenant que le rubis a toujours un diamètre infini et qu'il est pompé de façon homogène, mais qu'il est limité par les faces F1 et F2 distantes de L et de pouvoirs réflecteurs r_1 et r_2 respectivement.

$$\begin{aligned} \text{Nous posons : } z_1 &= e^{-\gamma_1} \\ z_2 &= e^{-\gamma_2} \\ z_1 z_2 &= e^{-2\gamma} \end{aligned} \quad (4,2-1)$$

ce qui définit γ_1 , γ_2 et $\gamma = \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2}$

Le flux sortant par s dans un angle solide $d\Omega$ autour de la direction θ provient des ions situés dans le cône d'angle solide $d\Omega$. L'axe de ce cône, par suite des réflexions multiples est re-

présenté par les trajets 1, 2, 3, 4, etc. de la figure ci-dessous.



Le calcul du flux autour de la direction θ au travers de ds est donc le même que celui du § précédent, en tenant compte maintenant des parcours successifs, entrecoupés de réflexions partielles.

L'élément de trajet 1 donne au travers de ds , un flux

$$W_1 = -\beta A_2 N_2 \frac{e^{-k_1 L} - 1}{k_1}$$

donné par (4,1-1) (cette valeur étant à multiplier par $(1-r_1)$ après la traversée de la face 1, avant mesure).

L'élément de trajet 2 donne sur F2 un flux :

$$-\beta A_{21} N_2 \frac{e^{-k_1 L} - 1}{k_1}$$

qui multiplié par r_2 et par $e^{-k_1 L}$ contribue sur ds pour

$$W_2 = -\beta A_{21} N_2 \frac{e^{-k_1 L} - 1}{k_1} \times r_2 e^{-k_1 L} = z_2 W_1 e^{-k_1 L}$$

De même le trajet 3 donne sur ds :

$$W_3 = -\beta A_{21} N_2 \frac{e^{-k_1 L} - 1}{k_1} \times r_1 e^{-k_1 L} r_2 e^{-k_1 L} \\ = z^2 W_1 e^{-2k_1 L}$$

Puis 4 donne : $W_4 = z_2 z^2 W_1 e^{-3k_1 L}$

Finalement le flux sur ds est :

$$W_m = W_1 (1 + z_2 e^{-k_1 L}) (1 + z^2 e^{-2k_1 L} + z^4 e^{-4k_1 L} + \dots + z^{2m} e^{-2mk_1 L})$$

en appelant m le nombre de paires de trajets. Pour les rayons 1 et 2 : m = 0, pour 3 et 4 : m = 1, etc...

Le flux sur ds, dans l'angle solide $d\Omega$ autour de θ sera finalement :

$$W_m = -\beta A_{21} N_2 \frac{(e^{-k_1 L} - 1)(1 + z_2 e^{-k_1 L})}{k_1} \frac{1 - e^{2(m+1)A}}{1 - e^{2A}} \quad (4.2.2)$$

en posant : $A = -(k_1 L + \gamma)$

4.3. Expression en fonction de la fréquence et de l'inversion de population.

A la fréquence ν , le coefficient k_1 a la valeur k_ν .

Au flux $\Delta W_3 = \beta A_{21} N_2 \Delta z$ de la relation 4.1-1, correspond le flux $\Delta W_{3,\nu}$ émis entre les fréquences ν et $\nu + d\nu$:

$$\Delta W_{3,\nu} = \beta A_{21} N_2 \Delta z \cdot g(\nu) d\nu,$$

$g(\nu)$ étant la fonction normalisée de répartition spectrale d'absorption, telle que :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} g(\nu) d\nu = 1$$

De l'équation 4.2-2, nous tirons le flux $dW_{m,v}$ entre v et $v+dv$ sur ds dans l'angle solide $d\Omega$ autour de la direction θ , soit :

$$dW_{m,v} = -\beta A_2 N_2 g(v) dv \frac{(e^{-k_v L} - 1)(1 + r_2 e^{-k_v L})}{k_v} \frac{1 - e^{2(m+1)A}}{1 - e^{2A}} \quad (4,3-1)$$

avec $A = -(k_v L + \gamma)$

Si nous appelons Δv la largeur de la raie d'absorption à mi-hauteur et si nous posons :

$$x = \frac{v - v_0}{\Delta v/2} \quad (4,3-2)$$

k_v en fonction de son maximum k_m s'exprime par

$$k_v = \frac{k_m}{1+x^2}$$

Pour une raie Lorentzienne : $g(v) = \frac{e}{\pi \Delta v} \frac{1}{1+x^2}$

d'où : $dv = \frac{\Delta v}{2} dx$

et $g(v)dv = \frac{1}{\pi} \frac{dx}{1+x^2}$

L'expression (4,3-1) devient :

$$dW_{m,v} = -\frac{\beta A_2 N_2}{\pi} \frac{(e^{-\frac{k_m}{1+x^2} L} - 1)(1 + r_2 e^{-\frac{k_m}{1+x^2} L})}{k_m} \frac{1 - e^{2(m+1)A}}{1 - e^{2A}} \quad (4,3-3)$$

avec $A = -\left(\frac{k_m L}{1+x^2} + \gamma\right)$

Si $k_{m,0}$ est le coefficient d'absorption k_m pour les ions à l'état fondamental I, nous avons la relation bien connue :

$$k_m = -k_{m,0} \frac{\frac{g_1}{g_2} N_2 - N_1}{N_0} \quad (4,3-4)$$

g_1 et g_2 étant les poids statistiques des niveaux 1 et 2.

Nous avons vu dans le chapitre I que nous pouvons, sans

grande erreur, poser $g_1 = g_2$. D'ailleurs, il serait possible de poser $\frac{g_1}{g_2} N_2 - N_1 = n' N_0$ au lieu de $N_2 - N_1 = n N_0$. On obtiendrait des équations en n' au lieu de n . Cette approximation ne modifie pas la structure des raisonnements qui vont suivre.

Nous simplifierons l'écriture pour la suite, en écrivant

k pour $k_{m,0}$

Nous avons : $k_m = -kn$, coefficient d'absorption pour l'inversion n

$R_{\nu,0} = \frac{k}{1+x^2}$ coefficient d'absorption à ν
pour l'inversion $n = 0$ (4,3-5)

$R_{\nu} = -k_{\nu,0} n = -\frac{kn}{1+x^2}$ coefficient d'absorption à ν
pour l'inversion n .

L'expression (4,3-3) devient :

$$dW_{m,\nu} = + \frac{\beta A_{21} N_0}{2\pi} \frac{1+n}{kn} \left(e^{\frac{knL}{1+x^2}} - 1 \right) \left(1 + 2e^{\frac{knL}{1+x^2}} \right) \frac{1 - e^{\frac{2(m+1)A}{1 - e^{2A}}}}{1 - e^{2A}} dx$$

avec $A = \frac{knL}{1+x^2} - \gamma$ (4,3-6)

Cas particuliers :

a/ $r_2 = 0$ (face arrière non réfléchissante)

Il vient $r_1 r_2 = r = e^{-2\gamma} = 0$, donc $\gamma = \infty$, $A \approx -\gamma$ et $m = 0$.

D'où :

$$dW_{m,\nu} = \beta A_{21} \frac{N_0}{L} \frac{1+n}{\pi kn} \left(e^{\frac{knL}{1+x^2}} - 1 \right) dx. \quad (4,3-7)$$

Pour l'inversion de population : $n = 0$ et $N_2 = N_0/2$, d'où

$$dW_{f,\nu} = \beta A_{21} N_2 \frac{L}{\pi} \frac{dx}{1+x^2}$$

Pour toute la raie de fluorescence,

$$W_{f,1} = \beta A_{21} N_2 L \cdot \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{1+x^2} = \beta A_{21} N_2 L,$$

relation identique à (4,1-2)

b/ $r_1 = 0$.

$$\text{Pour } r_2 = 1, dW_{m,\nu} = -\beta A_{21} \frac{N_0}{2} \frac{1+n}{\pi kn} \left(1 - e^{\frac{2knL}{1+x^2}} \right) dx$$

Pour $n = 0$, on trouve :

$$dW'_{f,v} = 2\beta A_{21} N_2 \frac{L}{\pi} \frac{dx}{1+x^2}$$

et la fluorescence devient $W'_{f,1} = 2\beta A_{21} N_2 L = 2W'_{f,1}$,

cependant que la superfluorescence a pour valeur :

$$W_m = \beta A_{21} N_2 \frac{1}{\pi k} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(1 - e^{-\frac{2kL}{1+x^2}}\right) dx$$

D'où le rapport :

$$\frac{W_m}{W'_{f,1}} = \frac{1}{2\pi kL} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(1 - e^{-\frac{2kL}{1+x^2}}\right) dx.$$

Nous remarquons en passant que cette expression est identique à celle qu'a indiqué Roess (R5) qui ne donne que ce rapport et pour ce cas particulier, sans d'ailleurs l'établir.

c/ Pour $r_1 \neq 0$ et $r_2 \neq 0$, avec $n = 0$,

$$dW_{m,v} = \beta A_{21} N_2 L (1+r_2) \frac{1-r^{m+1}}{1-r} \cdot \frac{1}{\pi} \frac{dx}{1+x^2}$$

et pour toute la raie :

$$W_{m,f} = \beta A_{21} N_2 L (1+r_2) \frac{1-r^{m+1}}{1-r}$$

Introduction des pertes (autres que celles dues à la réflexion aux extrémités).

Les calculs précédents supposent que la propagation des photons ne donne lieu à aucune perte dans la masse du rubis, sauf par absorption de résonance : on sait qu'il n'en n'est rien, et que des pertes se produisent, au moins par diffusion.

Nous admettrons qu'elles sont proportionnelles à la distance parcourue, à l'intensité de l'onde et indépendantes de la fréquence, au moins dans le domaine étroit de la largeur de la raie. Si nous appelons d ce coefficient de perte par unité de longueur, l'expression (4,1-3) devient :

$$\Delta W'_z = \beta A_{21} N_2 e^{-(k_1+d)z} \Delta z$$

et on a :

$$W_1 = -\beta A_{21} N_2 \frac{e^{-(k_1+d)L} - 1}{k_1 + d}$$

De même l'équation (4,2-2) donnera encore l'expression de W_m , en y remplaçant k_1 par $k_1 + \alpha$ et $A = -(k_1 L + \gamma)$ par $A = -(k_1 L + (\alpha L + \gamma)) = -(k_1 L + \gamma')$. Dans les termes en $\exp(pA)$, il suffit de remplacer la perte due aux miroirs par une perte équivalant à des miroirs fictifs dont le γ serait : $\gamma' = \gamma + \alpha L$. Etant donné que, dans les valeurs numériques relatives à nos expériences, $\gamma = 1,25$ ou $2,5$ les pertes dues à αL , quoique non négligeables, restent encore petites par rapport à celles d'une seule extrémité non argentée (coefficient de réflexion voisin de $0,08$, donc perte de 92%), et a fortiori par rapport au cas des 2 extrémités sans argenture.

D'autre part, le terme αL étant nettement plus petit que l'unité (de l'ordre de $0,3$ maximum, et le plus souvent aux environs de $0,1$), les termes en $[\exp(-kL)]/k$ seront peu modifiés par la variation apparente, due à α , du coefficient d'absorption ou d'amplification. Comme on verra dans les discussions ultérieures que les approximations sont nettement plus larges que les écarts dus à α , nous considérerons seulement le cas idéal où $\alpha = 0$.

4.4 Collimation de la superfluorescence.

Nous voulons maintenant calculer la superfluorescence en fonction de l'angle θ .

Nous partons de l'équation (4,3-6).

A/ Pour un rubis de diamètre infini et uniformément pompé (et optiquement idéal), nous constatons que le nombre de trajets m est illimité, quel que soit θ . Pour $A \ll 0$, l'équation (4,3-6) devient

$$dW_\gamma = \frac{\beta A_0 N_0}{2\pi} \frac{1+x}{Rn} \frac{\left(e^{\frac{RnL}{1+x}} - 1 \right) \left(1 + x_2 e^{\frac{RnL}{1+x_2}} \right)}{1 - e^{2A}} dx = B \quad (4,4-1)$$

Si θ n'est pas trop élevé, la longueur l est égale en première approximation à la longueur du rubis, L . La répartition angulaire est uniforme. Il n'y a pas de collimation.

B/ Pour un rubis de diamètre $2R$, uniformément pompé, le

nombre m dépend de l'angle θ et l'on a : $R = 2L\theta (m+1)$ pour les faisceaux sortant par une petite surface ds au centre du barreau.

En portant cette valeur de $(m+1)$ dans (4,3-6), et en tenant compte de (4,4-1) qui définit $\mathcal{B}$, il vient pour l'angle θ :

$$dW_{v,\theta} = \mathcal{B} \frac{1 - e^{-\frac{RA}{L\theta}}}{1 - e^{-2A}} \quad (4,4-2)$$

Pour $A < 0$, nous obtenons pour $\theta = 0$:

$$dW_{v,0} = \frac{\mathcal{B}}{1 - e^{2A}} \quad (4,4-3)$$

$$\text{D'où : } dW_{v,\theta} = dW_{v,0} \left(1 - e^{-\frac{RA}{L\theta}} \right), \quad (4,4-4)$$

formule qui donne la distribution angulaire de la superfluorescence.

Puisque $A < 0$, $e^{-\frac{RA}{L\theta}} < 1$ et la superfluorescence est plus faible pour tout angle θ que pour $\theta_0 = 0$, direction de l'axe du rubis.

En différenciant par rapport à θ , nous obtenons :

$$\mathcal{R}_\theta = \frac{d(dW_{v,\theta})}{d\theta} = \frac{RA}{L\theta^2} \frac{1}{e^{-\frac{RA}{L\theta}} - 1} dW_{v,\theta} \quad (4,4-5)$$

Pour $\theta < R/L$, $e^{-\frac{RA}{L\theta}} - 1 > 0$

De plus, comme on peut le vérifier en différenciant $\mathcal{R}_\theta$ par rapport à θ , la variation relative de la superfluorescence est d'autant plus rapide que θ est voisin de 0.

D'autre part, $\mathcal{B}$ est indépendant de R en première approximation (à condition que θ reste inférieur à R/L). En appelant $(dW_{v,\theta})_R$ et $(dW_{v,\theta})_{R'}$ les superfluorescences pour deux rubis identiques, mais de rayons R et R' , nous avons :

$$\frac{(dW_{v,\theta})_{R'}}{(dW_{v,\theta})_R} = \frac{1 - e^{-\frac{R'A}{L\theta}}}{1 - e^{-\frac{RA}{L\theta}}} > 1 \quad \text{pour } R' < R, \quad (4,4-6)$$

ce qui montre que la collimation est d'autant plus forte que le diamètre du rubis est plus petit.

Si l'inversion de population n'est pas uniforme suivant un diamètre du rubis, n devient une fonction de z . L'émission en chaque point dans une direction θ varie en fonction de n , donc de z , et l'amplification dans la même direction varie aussi en fonction de n , donc de z .

Qualitativement, on peut remarquer que :

I/ Sauf dans des conditions très particulières, la population N_2 décroît depuis le centre du rubis, comme dans nos mesures.

2/ Le rayonnement de superfluorescence devient important pour les valeurs de n approchant n_c et de façon exponentielle. En conséquence, dès que θ n'est plus nul, la superfluorescence décroît très vite. Le rubis présente un rayon apparent, R' inférieur à R , et nous avons vu qu'il en résulte une collimation plus accusée. De plus, le terme β lui-même dépend maintenant de θ . Et il est clair que, même pour $n = 0$, on aura un effet de collimation.

Pour un rubis partiellement masqué, la partie non pompée est très absorbante pour la longueur d'onde de fluorescence. Donc en pratique, on aura $m = 0$. Et nous avons vu dans le chapitre 3 qu'il y a effectivement une collimation aussi dans ce cas.

Exemple numérique :

Pour un rubis dont une face est argentée et l'autre dépourvue de couche réflectrice, on a approximativement $\gamma = + 1,25$. Si les deux faces sont argentées, γ est égal à environ 0,05, avec les dépôts normalement utilisés dans les lasers réels.

Avec $L = 76,2$ mm, $2R = 6,3$ mm, on a $kL = 30$ à $150^\circ\text{K}(C5)$

En prenant comme paramètre $A = knL - \gamma$, c'est-à-dire pour $x = 0$, centre de la raie, les courbes de la figure 4,4a représentent la fonction $I - e^{\frac{RA}{L\theta}}$, fonction première de la collimation, pour les différentes valeurs de A. Le paramètre A est relié à n par les valeurs numériques du tableau ci-dessous :

Pour	Avec	Avec
	$= 1,25$	$= 0,05$
A	n	n
- 1,25	0	- 0,04
- 1	0,083	-0,032
-0,5	0,025	-0,015
-0,25	0,033	-0,0067
-0,125	0,0385	-0,0055
-0,0625	0,0395	-0,0004
0	0,0417	+0,0017

Le centre de la raie est beaucoup plus collimaté que les bords. Par exemple, pour $x \approx 1 = \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu/2}$, pour $n = 0,0395$ et $\gamma = 1,25$, $A = -0,365$ au lieu de $-0,0625$ pour $x = 0$. La courbe se situe alors entre celles qui correspondent à $A = -0,25$ et $A = -0,5$.

On remarque tout spécialement que pour $\gamma = 0,05$, le faisceau est déjà fortement collimaté avant l'inversion de population.

Il faut noter enfin que les ouvertures de faisceaux que nous mesurons au travers d'une petite fenêtre sont un peu plus élevées que celles que nous venons de calculer, par suite de la diffraction au travers de la dite fenêtre.

Conclusion : Le rayonnement de superfluorescence est collimaté dès que l'inversion de population devient appréciable, et d'autant plus que l'on approche du seuil de déclenchement du faisceau laser. Le centre de la raie est plus collimaté que les bords.

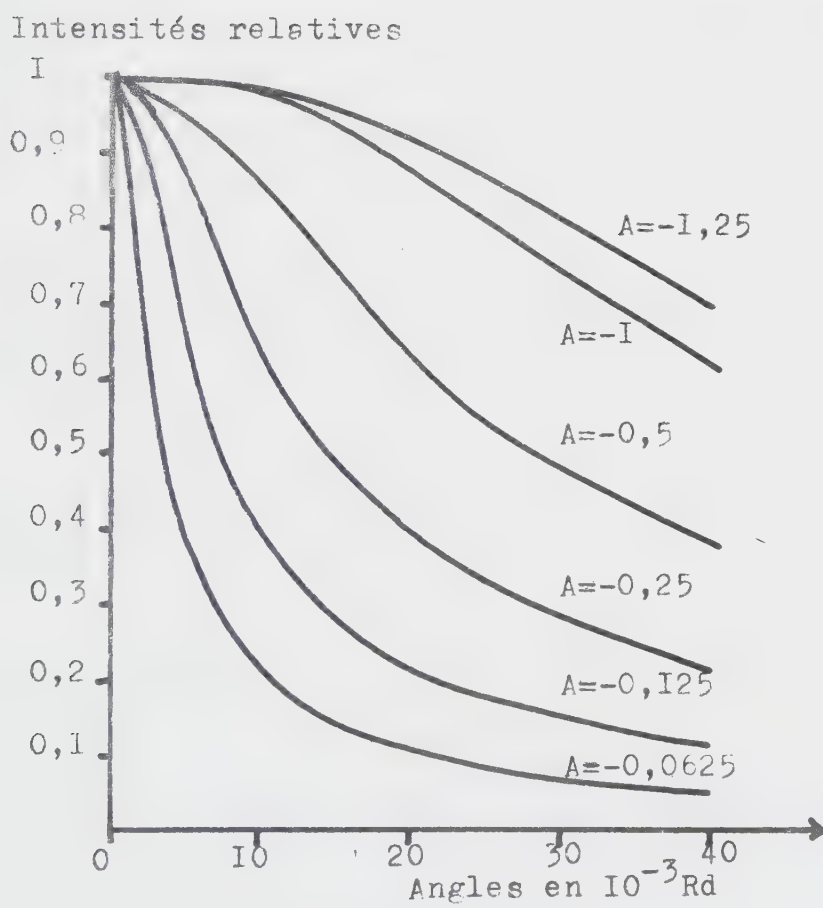


Figure 4-4a

C/ Présence de défauts :

Un défaut sur l'un des trajets envisagés ci-dessus, vu de la petite surface ds sous l'angle θ , provoque :

- a/ une réfraction
- ou b/ une perte de rayonnement (par exemple par diffusion)
- ou c/ ces 2 effets simultanément.

1er cas de réfraction : Il correspond à la figure 4,4b : la valeur du flux suivant la direction de sortie θ_0 correspond, en amont du défaut, à un angle $\theta < \theta_0$, c'est-à-dire à une augmentation de flux. Corrélativement, dans la direction θ , il y aura une diminution du rayonnement (courbe pointillée), mais qui ne sera pas forcément sensible au même point d'émergence a. La figure 4,4c schématise ce que nous venons d'écrire.

2ème cas de réfraction : il correspond aux figures 4,4d et 4,4e. Nous avons envisagé cette fois le cas d'une variation de θ en sens inverse.

Si le défaut donne lieu à une perte de rayonnement, il en résulte, comme dans le 2ème cas de réfraction ci-dessus, une diminution du flux dans la direction θ_0 .

Conséquences : Ces schémas de principe, montrent que les défauts conduisent à des maxima et des minima secondaires suivant les directions d'émergence (et aussi suivant les points d'émergence). On a bien constaté de telles irrégularités sur les courbes de répartition angulaire que nous avons données. Il semble que cet effet des défauts doive être d'autant plus sensible que la collimation est plus forte, donc lorsqu'on s'approche du seuil.

Remarque : Il nous semble d'après les particularités du faisceau laser que nous avons déjà décrites et celles que nous verrons au chapitre 5, qu'un lecteur inattentif peut croire que nous parlons de ce faisceau lui-même.

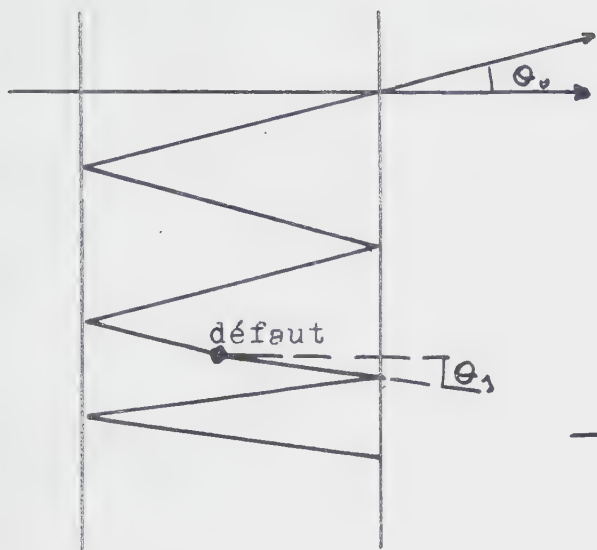


Figure 4-4b

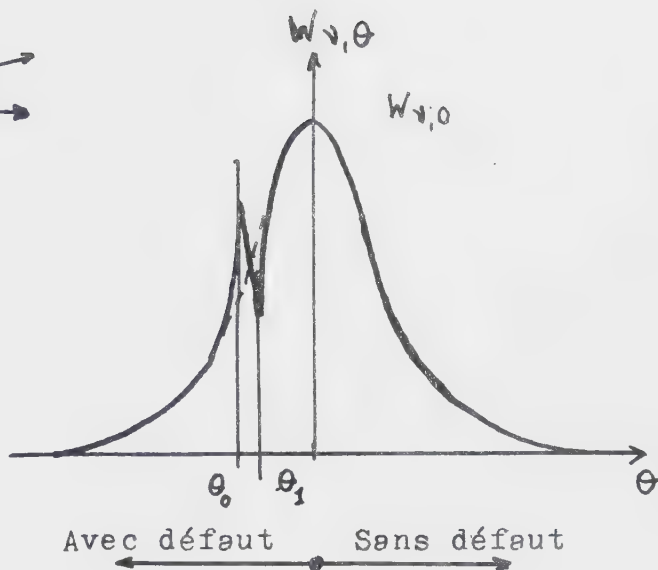


Figure 4-4c

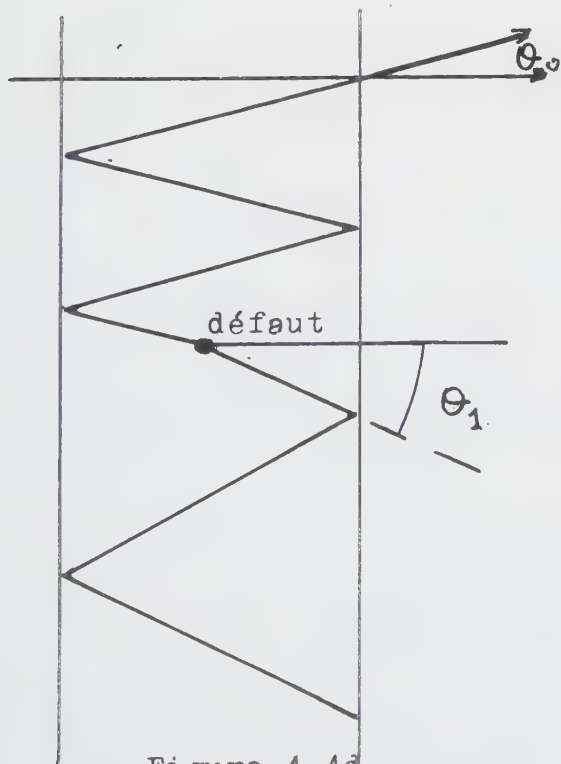


Figure 4-4d

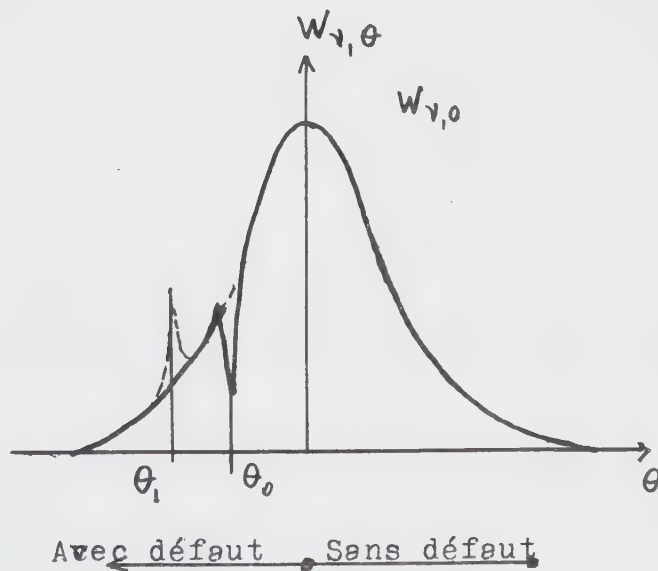


Figure 4-4e

4.5. Equation du seuillaser.

Les expressions (4,4-4) nous montrent que l'amplitude de l'onde de superfluorescence est maximum pour $\theta = 0$ et que l'on a :

$$dW_{r,0} = \frac{B}{1 - e^{2A}}$$

Cette expression tend vers l'infini pour $A = 0$, c'est-à-dire pour

$$\frac{kn_{c,x}L}{1+x^2} - \gamma = 0$$

ou

$$n_{c,x} = \frac{\gamma(1+x^2)}{kL} \quad (4,5-1)$$

Cette valeur de $n_{c,x}$ est minimum pour $x = 0$, et comme n part de $-I$ au début du pompage, la valeur de n qui annule A est atteinte d'abord pour $x = 0$, c'est-à-dire pour le centre de la raie. D'où :

$$n_{c,0} = \gamma/kL$$

et nous avons vu au § I, I2 que cette expression est équivalente à la relation classique du seuil :

$$n_c N_0 = p \frac{\tau}{t_c}$$

Nous concluons que le seuil de l'oscillation libre se produit lorsque l'intensité de la superfluorescence tend vers l'infini, ce qui se produit dans l'axe du cristal et au centre de la raie de fluorescence. Le terme B prend alors, pour $n = \gamma(I + x^2)/kL$, la valeur :

$$B_{c,x} = \frac{\beta A_{21} N_0}{2\pi k} \left[1 + \frac{kL}{\gamma(1+x^2)} \right] [e^{\gamma} - 1] [1 + r_2 e^{\gamma}] dx$$

qui est maximale aussi pour $x = 0$, soit :

$$B_{c,0} = \frac{\beta A_{21} N_0}{2\pi k} \left[1 + \frac{kL}{\gamma} \right] [e^{\gamma} - 1] [1 + r_2 e^{\gamma}] dx$$

4.6. Rétrécissement de la raie de superfluorescence en fonction de l'inversion de population.

Reprenons les équations (4,4-3) et (4,4-4) pour $\theta = 0$ en les écrivant :

$$dW_{r,0} = G \cdot a_v \cdot D_v \cdot dx$$

avec

$$G = \frac{\beta A_{21} N_0}{2\pi} \frac{1+n}{kn}$$

$$a_v = \left(e^{\frac{knL}{1+x^2}} - 1 \right) \left(1 + r_2 e^{\frac{knL}{1+x^2}} \right)$$

$$1/D_v = 1 - e^{2\left(\frac{knL}{1+x^2} - \gamma \right)} \quad (4,6-1)$$

et appelons dW_{ν_0} , a_{ν_0} et δ_{ν_0} les mêmes valeurs pour la fréquence ν_0 il vient :

$$\frac{dW_{\nu}}{dW_{\nu_0}} = \frac{a_{\nu}}{a_{\nu_0}} \cdot \frac{\delta_{\nu}}{\delta_{\nu_0}} \quad (4,6-2)$$

or

$$\begin{aligned} a_{\nu}/a_{\nu_0} &> 1 \text{ si } n < 0 \\ &< 1 \text{ si } n > 0 \\ \delta_{\nu}/\delta_{\nu_0} &> 1 \text{ si } n < 0 \\ &> 1 \text{ si } n > 0 \end{aligned}$$

Donc la raie est élargie pour $n < 0$ et rétrécie pour $n > 0$.

Posons : $\gamma - knL = \epsilon > 0$. Le fait que ϵ soit positif caractérise la situation avant le seuil, lequel se produira pour $\epsilon = 0$ sur la fréquence ν_0 .

Alors :

$$\frac{knL}{1+x^2} - \gamma = - \frac{\epsilon + \gamma x^2}{1+x^2}$$

et

$$\frac{\delta_{\nu}}{\delta_{\nu_0}} = \frac{1 - e^{-2\epsilon}}{1 - e^{-2\frac{\epsilon + \gamma x^2}{1+x^2}}}$$

Si $2\epsilon \ll 1$, (c'est à dire à l'approche du seuil), et si $2\frac{\epsilon + \gamma x^2}{1+x^2} \ll 1$, ce qui entraîne $\gamma x^2 \ll 1$ (c'est : le cas près du centre de la raie), nous pourrons arrêter le développement en série au premier terme. Il vient :

$$\frac{\delta_{\nu}}{\delta_{\nu_0}} = \frac{\epsilon(1+x^2)}{\epsilon + \gamma x^2} \quad (4,6-4)$$

Si nous considérons que $a_{\nu}/a_{\nu_0} \approx 1$, à mi-hauteur de la raie de superfluorescence, nous avons :

$$\frac{\delta_{\nu_1}}{\delta_{\nu_0}} = \frac{1}{2} = \frac{\epsilon(1+x_1^2)}{\epsilon + \gamma x_1^2}$$

d'où :

$$x_1^2 = \frac{\epsilon}{\gamma - 2\epsilon} = \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu/2} \right)^2$$

La largeur $\delta\nu$ de la raie de superfluorescence est donc :

$$\delta\nu = \Delta\nu \sqrt{\frac{\varepsilon}{\gamma - a\varepsilon}} \quad (4,6-5)$$

En approchant du seuil $a\varepsilon \ll \gamma$ et

$$\delta\nu = \Delta\nu \sqrt{\varepsilon/\gamma} \quad (4,6-6)$$

Au moment du seuil, ε tend vers 0 et $\delta\nu$ tend vers 0.

Plus généralement, soit ν_a la fréquence pour laquelle l'intensité est $1/a$ fois l'intensité relative à la fréquence ν_0 ; il y correspond une valeur

$$x_a = \frac{\nu_a - \nu_0}{\Delta\nu/2}$$

Alors,
$$\frac{dW_{\nu_a}}{dW_{\nu_0}} = \frac{1}{a} = \frac{\varepsilon(1+x_a^2)}{\varepsilon + \gamma x_a^2},$$

soit
$$x_a^2 = \frac{\varepsilon(a-1)}{\gamma - a\varepsilon}, \quad (4,6-7)$$

ou encore :
$$\nu_a = \nu_0 \pm \frac{\Delta\nu}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon(a-1)}{\gamma - a\varepsilon}} \quad (4,6-8)$$

En réalité, pour $n > 0$, le terme $a\nu/a\nu_0$ est inférieur à l'unité et s'en écarte dans des proportions qui dépendent des paramètres apparents de (4,6-I) et des pertes par unité de longueur. Par suite, pour les valeurs de ε envisagées, la raie est plus étroite que ne l'indiquent les relations 4,6-6 et 4,6-7.

Il est clair que pour un point d'émergence de la face du rubis éloigné du centre, l'inversion de population étant plus faible, la largeur de raie au même instant est plus grande.

D'autre part, pour $\theta \neq 0$, le terme $1/\delta\nu$ de (4,6-I) devient :

$$\left(\frac{1}{\delta\nu}\right)_\theta = \frac{1 - e^{2(\frac{\gamma - a\varepsilon}{\gamma - a\varepsilon} - \gamma)}}{f(\nu, \theta)},$$

$f(\nu, \theta)$ étant donnée par les équations de collimation, et il est facile de voir sans calcul que le rapport $\delta\nu/\delta\nu_0$ pour une même valeur de x , sera plus élevé. Pour les directions différentes de l'axe du rubis, non seulement la superfluorescence est plus faible, mais encore sa largeur spectrale à un instant donné est plus grande.

4,7 - Relation entre superfluorescence et puissance de pompage.

Les équations que nous avons établies expliquent la collimation observée et la répartition transversale de la superfluorescence. Nous en avons tiré comme conséquence le rétrécissement de la raie, dès avant le seuil et surtout lorsqu'on approche de celui-ci, l'effet de rétrécissement étant plus important pour le centre du rubis et pour la direction de l'axe.

Cependant les quanta de superfluorescence émis par stimulation correspondent à une perte de population équivalente. L'émission augmente très vite lorsque ε devient très petit. On peut se demander si ε atteindra des valeurs suffisamment petites pour que le rayonnement soit très collimaté et très monochromatique. C'est ce que nous voulons examiner dans ce paragraphe.

Nous réécrivons la relation (4,3-6) en fonction de ε sous la forme

$$dW_{\nu, \theta} = \frac{ds d\Omega}{4\pi} \frac{A_{21} N_0}{2\pi} \frac{\kappa L + \gamma - \varepsilon}{\kappa(\gamma - \varepsilon)} \left(e^{\frac{\gamma - \varepsilon}{1+x^2}} - 1 \right) \left(1 + z_2 e^{\frac{\gamma - \varepsilon}{1+x^2}} \right) \frac{1 - e^{-\frac{R}{L\theta} \frac{\varepsilon + \gamma x^2}{1+x^2}}}{1 - e^{-2 \frac{\varepsilon + \gamma x^2}{1+x^2}}} \quad (4,7-I)$$

Dans la direction $\theta = 0$, le flux à la fréquence $\nu_a \neq \nu_0$ devient négligeable et égal à I/a pour $x_a^2 = \varepsilon(a-1)/(\gamma - a\varepsilon)$ d'après 4,6-7. Si l'on est assez près du seuil ($\varepsilon \ll 1$), x_a est petit, les termes $\exp\left(\frac{\gamma - \varepsilon}{1+x^2}\right) = \exp\left(\frac{\kappa n L}{1+x^2}\right)$ varient peu avec x entre $-x_a$ et $+x_0$, et $a_{\nu} \approx a_{\nu_0}$

Nous pouvons donc écrire (4,7-I) sous la forme :

$$dW_v = \zeta \cdot a_{v_0} \frac{1}{1 - e^{-2 \frac{\varepsilon + \gamma x^2}{1+x^2}}} dx$$

le dénominateur peut être développé en série car l'exposant est petit pour x et ε petits :

$$dW_v \simeq \zeta \cdot a_{v_0} \frac{1+x^2}{2(\varepsilon + \gamma x^2)} dx$$

Pour toute la raie, pratiquement entre $-x_a$ et $+x_a$,

$$\begin{aligned} W &= \int dW_v \simeq \frac{\zeta a_{v_0}}{2\gamma} \int_{-x_a}^{+x_a} \frac{x^2+1}{x^2+\varepsilon/\gamma} dx \\ &\simeq \zeta a_{v_0} \cdot \frac{1}{\gamma} \int_0^{x_a} \frac{x^2+1}{x^2+\varepsilon/\gamma} dx \\ &\simeq \zeta a_{v_0} \cdot \frac{1}{\gamma} \left[x_a + \frac{1-\varepsilon/\gamma}{\sqrt{\varepsilon/\gamma}} \operatorname{arctg} \frac{x_a}{\sqrt{\varepsilon/\gamma}} \right] \end{aligned}$$

Or,

$$\frac{x_a}{\sqrt{\varepsilon/\gamma}} = \sqrt{\frac{\gamma(a-1)}{\gamma - a\varepsilon}}, \quad \text{avec } a\varepsilon \leq \gamma$$

Pour

$$a\varepsilon \simeq \gamma, \quad \frac{x_a}{\sqrt{\varepsilon/\gamma}} \rightarrow \infty \quad \text{et pour } \varepsilon \rightarrow 0, \quad \frac{x_a}{\sqrt{\varepsilon/\gamma}} \rightarrow \sqrt{a-1}$$

Donc :

$$W \leq \zeta \cdot a_{v_0} \cdot \frac{1}{\gamma} \left[x_a + \frac{\pi}{2} \frac{1-\varepsilon/\gamma}{\sqrt{\varepsilon/\gamma}} \right]$$

Lorsque ε devient très petit, cette expression se réduit

à :

$$W \leq \zeta \cdot a_{v_0} \cdot \frac{\pi}{2\sqrt{\gamma}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}},$$

qui représente le flux de superfluorescence dans l'angle solide très petit $d\Omega$ autour de $\theta = 0$ et au travers de ds .

Pour obtenir la puissance de fluorescence pour tous les θ , il faudrait intégrer en fonction de x et de θ . Mais si l'on cherche à intégrer en fonction de x , pour $\theta \neq 0$, on trouve, même

en se limitant à un calcul approximatif, des intégrales de la forme

$$\int \left(\frac{x^2}{1+x^2} \right)^{1/2} dx$$

Si l'on cherche à intégrer pour chaque fréquence, en fonction de θ , on est conduit à intégrer :

$$L_v \cdot \int \theta (1 - e^{-a/a}) da$$

Même en se limitant à $0 < \theta < R/L$, on trouve une expression de la forme :

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-ay}}{y^3} dy.$$

Le résultat d'une telle intégration s'exprime en fonction de $Ei(z)$ = exponentielle intégrale de z , qui est tabulée. Mais nous ne pouvons établir une relation entre une puissance et un tableau, ce qui élimine toute possibilité de discussion.

Nous remarquons que pour $\theta \neq 0$, le flux en fonction de θ est la forme :

$$\left(1 - e^{-\left| \frac{RA}{L\theta} \right|} \right) / \left(1 - e^{-|2A|} \right)$$

Cette valeur est toujours inférieure à celle, $(1 - e^{-2|A|})^{-1}$, qui correspond à $\theta = 0$, pour chaque valeur de l'inversion de population et pour chaque fréquence.

Donc quel que soit θ :

$$W_0 < W \leq C a_{v_0} \frac{\pi}{2\sqrt{\epsilon}} \frac{1}{\sqrt{\epsilon}}$$

L'inégalité est encore renforcée si l'on considère que l'amplification "directe" donnée par le terme a_v diminue puisque la largeur de raie augmente avec θ , cet élargissement provenant d'une amplification plus faible au centre de la raie.

Nous allons essayer d'obtenir un ordre de grandeur de la

limite de $\mathcal{E}$ d'après les données expérimentales.

Soit P_e la puissance de pompage efficace utilisée, telle que n passe de -1 à 0 en un temps t_0 .

Le peuplement est donné, pour l'unité de volume du barreau par :

$$\frac{dN_2}{dt} = (N_0 - N_2) P_e$$

$$P_e \cdot t_0 = 0,69,$$

si nous négligeons le terme instantané A_{21} (pour ces valeurs de n , nous avons vu que la superfluorescence est nulle).

D'où pour un barreau de section S et de longueur L :

$$SL \left(\frac{dN_2}{dt} \right)_{\text{gain}} = \frac{N_0}{2} (1-n) P_e \cdot S \cdot L.$$

Si nous appelons W_R la puissance de fluorescence dans tout le rubis, il y correspond une perte de N_2 et pour atteindre le seuil, il faudra :

$$W_R < \left(\frac{dN_2}{dt} \right)_{\text{gain}} \cdot SL = \frac{N_0}{2} (1-n) P_e \cdot S \cdot L.$$

$$\text{Pour } \theta = 0, W_0 < \mathcal{E} \cdot A_v \cdot \frac{\pi}{2\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \text{ dans l'angle } d\Omega$$

$$\text{Pour } \theta \neq 0, W_\theta = W_0 f(\theta) \leq W_0,$$

avec $f(\theta)$ telle que $f(0) = 1$.

Si $I_\theta = \frac{dW_\theta}{d\Omega}$ est l'intensité de la source dans la direction θ , le flux total issu du rubis est :

$$\int I_\theta d\Omega = \frac{W_0}{4\pi} \int f(\theta) d\Omega = W_R,$$

l'intégration étant à effectuer pour tous les angles compris dans le cône de demi-angle au sommet θ .

La fonction $f(\theta)$ nous est donnée expérimentalement et nous obtiendrons $\int f(\theta) d\Omega$ graphiquement. Pratiquement, comme nous n'espérons qu'un ordre de grandeur, nous ne commettons pas une erreur

inacceptable, d'après la forme de la courbe, en admettant que la surface limitée par la courbe est la même que si I gardait la valeur I_0 pour θ compris entre 0 et $\theta_{1/2}$ et était nulle en dehors de cet intervalle. Nous avons appelé $\theta_{1/2}$ la valeur de cet angle pour laquelle $I = I_0/2$. Il y correspond l'angle solide $\pi \theta_{1/2}^2$ et le flux total est

$$W_R \approx \frac{W_0}{4\Omega} \cdot \pi \theta_{1/2}^2,$$

soit
$$W_R < \frac{S A_{21} n_2}{16 \sqrt{\gamma}} \frac{1+n}{kn} [e^{\gamma}-1] [1+z_2 e^{\gamma}] \theta_{1/2}^2 \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} = \frac{S \gamma}{\sqrt{\epsilon}}$$

en prenant $\gamma - \epsilon \approx \gamma$, et en étendant l'élément de surface ds à toute la surface S de sortie du rubis. Le signe $<$ provient de cette extension, puisqu'on sait que la superfluorescence est plus faible partout qu'au centre où la mesure est faite.

Nous avons donc :
$$W_R < \frac{S \gamma}{\sqrt{\epsilon}}$$

et il faut :
$$W_R < \frac{N_0}{2} (1-n) P_e S L$$

Cette dernière condition est remplie a fortiori si :

$$\frac{\gamma}{\sqrt{\epsilon}} \leq \frac{N_0}{2} (1-n) P_e$$

D'où une estimation de la condition pour ϵ :

$$\sqrt{\epsilon} \geq \frac{A_{21}}{8 \sqrt{\gamma^3}} \frac{1+n}{1-n} [e^{\gamma}-1] [1+z_2 e^{\gamma}] \frac{\theta_{1/2}^2}{P_e}$$

Numériquement :

$$r_1 = r_2 \approx 0,08 \text{ d'où } \gamma = 2,5$$

$$\text{A } 150^\circ\text{K, on a } k = 4 \text{ cm}^{-1} \text{ d'après Mc Cumber et Sturge (C5)}$$

$$\theta_{1/2} = 8,4 \cdot 10^{-3} \text{ Rd.}$$

$$A_{21} = 0,25 \cdot 10^{-3} \mu\text{A}^{-1}$$

$$L = 7,62 \text{ cm}$$

$$\text{Pour } \epsilon \text{ très petit, } n \approx \frac{\gamma}{kL} \approx 0,08 \text{ et } (1+n)/(1-n) \approx 1,2$$

on trouve

$$\epsilon^{1/2} > 1,5 \cdot 10^{-8} / P_e.$$

t_0 n'est pas connu avec précision, mais il est inférieur à $4.10^2 \mu s$.
Donc $Pe > 0,69/400$ et on trouve pour valeur limite de $\mathcal{E}$ la valeur

$$75.10^{-12}$$

Cette valeur de $\mathcal{E}$ est celle que peut atteindre l'inversion pour que le pompage donne un bilan $dN_2/dt \geq 0$.

Remarque : Pour $\mathcal{E} = 75.10^{-12}$, la largeur de la raie est
 $\delta\nu \simeq 5,5.10^{-6} \Delta\nu$

En fait les approximations faites dans le calcul de la puissance de superfluorescence conduisent à des valeurs par excès et la raie est encore plus fine.

Conclusion :

$\mathcal{E}$ peut donc atteindre localement, dans une direction privilégiée et pour le centre de la raie, des valeurs extrêmement voisines de celle du seuil. Il y correspond une amplification très importante.

Pour bien comprendre cette possibilité, il ne faut pas oublier que nous avons traité un "problème de limites". Une des valeurs devient très grande, mais elle est multipliée par une largeur de raie $\delta\nu$ et par un angle solide $\Delta\Omega$ qui tendent simultanément vers 0. Et l'on sait en photométrie qu'un faisceau d'ouverture nulle ne transporte pas d'énergie.

Physiquement le résultat est analogue à celui que l'on obtiendrait si le rayonnement de fluorescence était constitué d'une suite de photons se propageant sur une trajectoire. Le flux serait alors le nombre de photons passant dans l'unité de temps, sans égard à une ouverture quelconque de faisceau. Les groupes les plus nombreux correspondent à la fréquence centrale ; et l'on pense à nouveau aux avalanches et files de photons de M. Viénot.

4.8 . Nombre de modes excités au seuil.

Au moment de leur inversion, les photons spontanés sont répartis de façon homogène suivant toutes les directions, et indépendamment des modes de la cavité. Cependant, après le seuil de l'oscillation libre, il s'établira un système d'ondes stationnaires correspondant à ces modes possibles et la mise en oscillation de l'un d'eux est sous la dépendance du nombre de photons qu'il contient.

Nous sommes amenés à répartir par la pensée les vecteurs d'onde des trains de photons de la superfluorescence parmi ces différents modes, dont l'excitation est proportionnelle à l'intensité dans la même cellule de l'espace des $\vec{k}$. Autrement dit, nous répartissons la superfluorescence parmi les

$$p = V \frac{8\pi\nu^2 n^3}{c^3} \delta\nu$$

modes d'oscillation de la cavité de volume V et d'indice n , pour les fréquences comprises entre $\nu - \frac{\delta\nu}{2}$ et $\nu + \frac{\delta\nu}{2}$ existant dans le rayonnement.

Dans l'exemple du § précédent, $\mathcal{E} = 75 \cdot 10^{-12}$, on avait $\delta\nu = 5,5 \cdot 10^{-6} \Delta\nu$ et $\Delta\nu = 1 \text{ cm}^{-1}$ à 150°K , soit $\delta\nu = 16,5 \cdot 10^4$ Hertz. D'où $p = 8,8 \cdot 10^4 V$, avec V en cm^3 . Le nombre de modes excités, au moment du seuil, est beaucoup plus réduit que celui que l'on obtient lorsqu'on ne prend pas en considération l'effet pré-laser.

D'autre part, ce rayonnement diminue dès que l'on s'écarte de l'axe du rubis. Près du seuil, le gradient de n est de l'ordre de 0,1 par mm. Enfin la superfluorescence est très collimatée. Par conséquent, même si l'on suppose le rubis parfaitement homogène et la pompe parfaitement symétrique, le volume dans lequel l'amplitude du signal est sensiblement plus importante se réduit à un petit cylindre. Nous verrons que l'émission est "filamentaire", c'est-à-dire qu'elle est limitée, au seuil, à un tel petit cylindre et plus tard à une série de petits cylindres plus ou moins réguliers, et de directions variables autour de l'axe.

Admettons donc provisoirement (et par anticipation) que le déclenchement du laser est limité à un petit cylindre de rayon R_f . Son volume est $V = \pi R_f^2 L$. Le nombre de modes excités de ce filament est alors :

$$p_f = 2 \cdot 10^6 R_f^2.$$

Le filament oscillera sur un seul mode si

$$R_f < 7 \mu m.$$

Nous trouvons ainsi un diamètre de l'ordre de grandeur des points émissifs de la surface du rubis, lorsque l'excitation est suffisamment faible pour qu'ils puissent être distingués.

4.9. Groupement par paquets de photons cohérents.

Par suite de leur amplification dans un milieu inversé, les photons spontanés répartis au hasard dans les cellules de l'espace des k , produisent dans chacune de celles-ci des rayonnements d'amplitudes différentes, c'est-à-dire que l'intensité d'excitation des modes est plus importante pour certains que pour d'autres.

Nous nous proposons dans ce paragraphe d'étudier ce mécanisme de plus près.

4.91. Idée de base.

Tous les développements précédents des calculs de superfluorescence ont été obtenus en utilisant la relation de Fürchtbauer et Ladenburg que l'on peut résumer par la relation

$$|k_m| = |k_{m,0} \cdot n| \quad (4,91-1)$$

où k_m égale le coefficient d'absorption au centre de la raie

$k_{m,0}$ la valeur de k_m pour $n = -1$ ($N_2=0$).

Cette relation est obtenue de façon maintenant classique en faisant le bilan statistique des quantités totales de photons

absorbés ou émis dans les transitions $1 \rightarrow 2$ et $2 \rightarrow 1$. Ce bilan est correct. Une de ses conséquences est l'élargissement de la raie pour $n < 0$, qui a été vérifié expérimentalement, et un rétrécissement pour $n > 0$.

Physiquement, cette méthode de calcul revient cependant à retirer autant d'ions encore à l'état fondamental qu'il y en a dans l'état excité. En particulier, pour $n = 0$, on obtient $k_m = 0$, comme si le milieu était optiquement vide pour les photons à la fréquence de transition.

Et pourtant, les ions stimulables sont bien présents dans le milieu.

Tout photon incident provoquera des transitions en relation avec la section de capture de ces ions. S'il agit sur un ion à l'état fondamental, il sera absorbé. S'il agit sur un ion excité, il provoquera l'émission stimulée cohérente d'un photon.

En particulier, pour $N_2 = N_1$, si nous admettons toujours que la section de capture est la même pour un ion à l'état fondamental et pour un ion excité, comme on l'a fait dans la relation (4,91-1), la probabilité est la même pour les deux éventualités ci-dessus. Pour 2 photons incidents, on aura bien probablement deux photons sortants, mais ces 2 photons sont "cohérents", c'est-à-dire sur la même onde : leurs phases, directions et fréquences sont les mêmes.

Ce "paquet" de 2 photons cohérents pourra provoquer une transition sur un atome à l'état fondamental avec absorption de l'un des 2 photons, et il en restera 1. Mais il peut, avec la même probabilité provoquer l'émission d'un photon à partir d'un ion excité : On aura dans ce cas un "paquet de 3 photons cohérents". Le bilan est toujours : 4 photons incidents donnent 4 photons sortants ; la quantité n'est pas modifiée, mais la qualité de la lumière est différente

4.92. Probabilité de transition et coefficient d'absorption.

Soient r_0 photons incidents incohérents pénétrant dans un milieu à l'état fondamental. Après un trajet très petit dz , le nombre de photons sortants sera : $r_0 = r_0 + dr$.

La probabilité de transition p_{dz} sur dz due à 1 photon est $p_{dz} = -dr/r_0$.

Le flux incident est $I_0 = r_0 h\nu$ et le flux sortant est $I = I_0 + dI$, avec $dI = -I_0 k dz = d(rh\nu) = -(r_0 h\nu) k dz$, k étant le coefficient d'absorption.

D'où $dr = -r_0 k dz$ et $p_{dz} = k dz$ (4,92-1)

Sur un parcours fini z , $I = I_0 \exp(-kz)$.

On en déduit $\Delta I = I - I_0 = I_0(e^{-kz} - 1)$ et $\Delta z = z_0(e^{-kz} - 1)$, et la probabilité de transition sur z est $p_z = 1 - e^{-kz}$.

Enfin, sur Δz petit mais fini :

$$p_{\Delta z} = 1 - e^{-k\Delta z} = k\Delta z - \frac{(k\Delta z)^2}{2} + \dots$$

Nous pouvons calculer les transitions à partir de la probabilité :

$$p_{\Delta z} = k\Delta z \quad (4,92-2)$$

sur des trajets finis Δz , à condition de prendre :

$$|k\Delta z| \ll 1 \quad (4,92-3)$$

La probabilité pour qu'un paquet de q photons donne une transition sera de même :

$$p_{\Delta z}^q = q k \Delta z \quad (4,92-4)$$

soit sur z :

$$p_z^q = q \left[1 - e^{-kz} \right]$$

$$p_{\Delta z}^q = q \left[k\Delta z - \frac{(k\Delta z)^2}{2} + \dots \right] \quad (4,92-5)$$

$$p_{\Delta z}^q = q \cdot k \cdot \Delta z$$

avec les conditions $|k \Delta z| \ll 1$

et $|q k \Delta z| < 1$

Si le milieu comprend N_2 atomes stimulables à l'état 2 et N_1 à l'état fondamental, le nombre total $N_1 + N_2 = N_0$ est inchangé et la probabilité de transition est :

$$p_{03} = k \Delta z$$

Mais la probabilité de gain d'un photon est :

$$p_{03}^+ = \beta^+ k \Delta z$$

et celle d'un photon est :

$$p_{03}^- = \beta^- k \Delta z.$$

avec $\beta^+ = N_2/N_0$

et $\beta^- = N_1/N_0$

soit : $\beta^+ = (1+n)/2$ et $\beta^- = (1-n)/2$

d'où : Probabilité de gain d'un photon par paquet de q photons :

$$p_{03}^{q+} = q \frac{1+n}{2} k \Delta z$$

et probabilité de perte d'un photon :

$$p_{03}^{q-} = q \frac{1-n}{2} k \Delta z,$$

avec

$$\left| \frac{1+n}{2} k \Delta z \right| \ll 1 \quad \text{et} \quad \left| \frac{1-n}{2} k \Delta z \right| \ll 1$$

4.93 - Equation de répartition des photons par paquets.

Portons en abscisses les distances z parcourues par les photons, et en ordonnées le nombre q de photons par paquet. Le point $(z;q) = (0;1)$ représente donc un photon isolé incident.

Nous divisons l'axe z en éléments de longueur Δz .

Posons : $z_m = m \Delta z$ et soit P_m^q le nombre de paquets de q photons pour $z = z_m$. En $z = 0$, considérons 1 seul photon isolé, soit $P_0^1 = 1$, $P_0^q = 0$ pour $q \neq 1$

Pour $n = 0$: Si p est la probabilité de transition sur le parcours $m = 0$ à $m = 1$, il reste en z_1 : $P_1^1 = P_0^1 (1-p)$ paquet de 1 photon, mais on aura obtenu : $P_1^2 = P_0^1 \cdot p / 2$ paquet de 2 photons et il aura disparu $P_1^0 = P_0^1 \cdot p / 2$ photon.

Sur le trajet $m = 1$ à $m = 2$, la probabilité de transition des P_1^1 est encore p et $P_1^1 \rightarrow P_1^1 (1-p)$ paquet de 1 photon

$$P_1^1 \rightarrow P_1^2 p / 2 \quad \text{paquet de 2 photons}$$

$$P_1^1 \rightarrow P_1^0 p / 2 \quad \text{paquet de 0 photon.}$$

D'autre part, la probabilité d'une transition pour les P_1^2 est $2p$, d'où :

$$P_1^2 \rightarrow P_1^2 (1-2p) \quad \text{paquet de 2 photons}$$

$$P_1^2 \rightarrow P_1^3 p \quad \text{paquet de 3 photons}$$

$$P_1^2 \rightarrow P_1^1 p \quad \text{paquet de 1 photon}$$

Finalement, en z_2 , nous trouvons :

$$P_2^1 = P_1^1 (1-p) + P_1^2 p = P_0^1 (1 - 2p + \frac{3p^2}{2})$$

$$P_2^2 = P_1^1 p / 2 + P_1^2 (1-2p) = P_0^1 (p - \frac{3p^2}{2})$$

$$P_2^3 = P_1^2 p = P_0^1 \frac{p^2}{2}$$

Le nombre total des photons est :

$$P_2^1 + 2 P_2^2 + 3 P_2^3 = I$$

D'une façon générale (voir figure 4,93b), sur le parcours $z, z+dz$, le nombre de transitions subi par les P_p^q sera :

$$P_z^q \cdot q k dz$$

et il restera : $P_{z+dz}^q \int_q = P_z^q (1 - q k dz)$

le symbole $\int_q$ signifiant : "provenant des paquets de q photons".

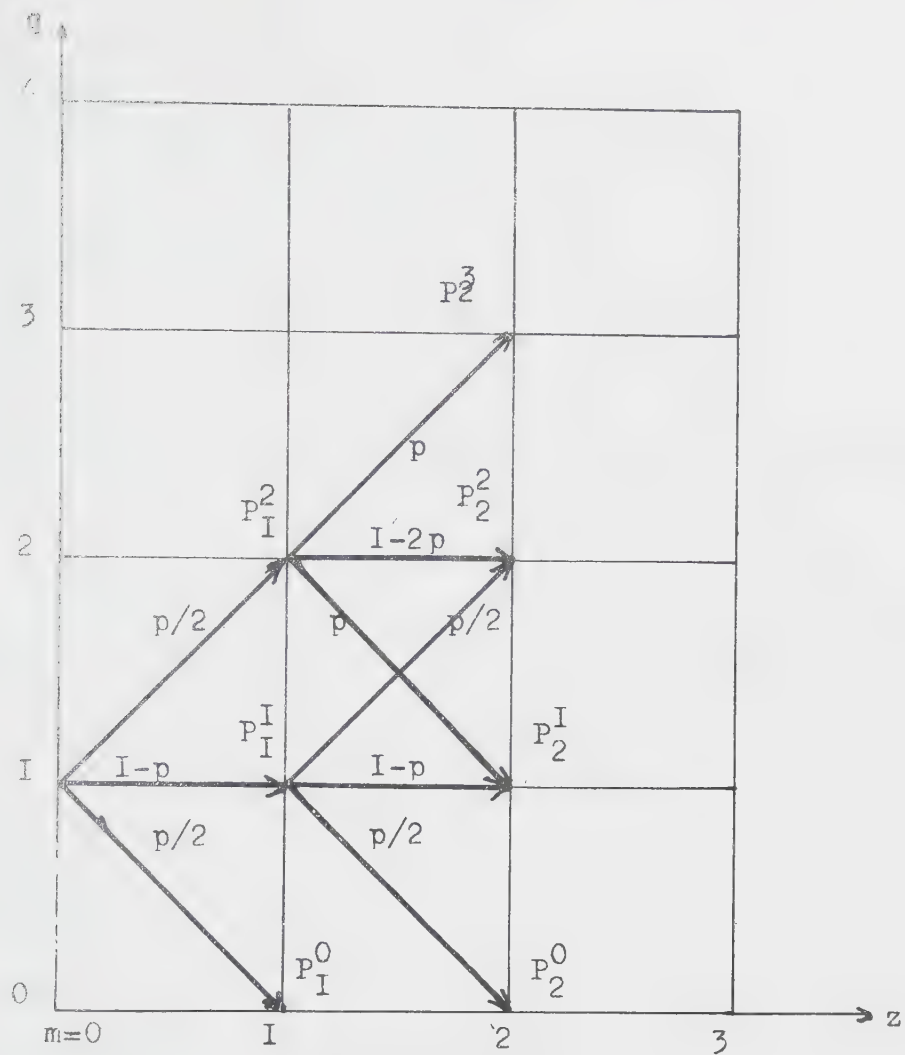


Figure 4-93a

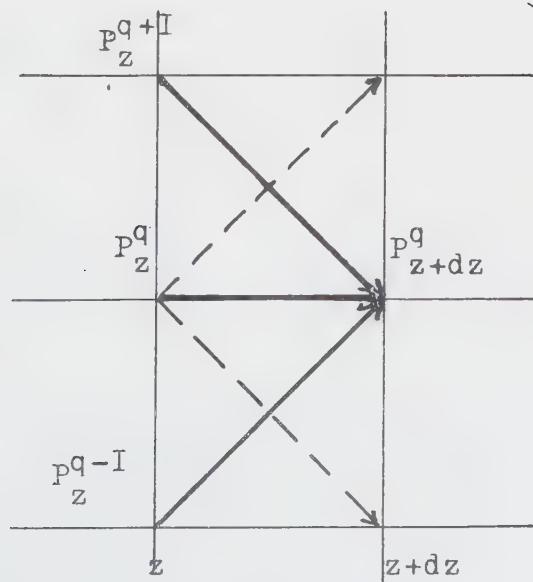


Figure 4-93b

Sur le même trajet :

$$P_z^{q+1} \rightarrow P_{z+dz}^q \Big|_{q+1} = P_z^{q+1} \cdot (q+1) \left(\frac{1-n}{2} \right) k dz$$

$$P_z^{q-1} \rightarrow P_{z+dz}^q \Big|_{q-1} = P_z^{q-1} \cdot (q-1) \left(\frac{1+n}{2} \right) k dz$$

Finalement :

$$P_{z+dz}^q = P_z^q (1 - q k dz) + P_z^{q+1} (q+1) \frac{1-n}{2} k dz + P_z^{q-1} (q-1) \frac{1+n}{2} k dz$$

Soit :

$$P_{z+dz}^q = P_z^q + \frac{k}{2} dz \left[(q+1) P_z^{q+1} (1-n) - 2q P_z^q + (q-1) P_z^{q-1} (1+n) \right] \quad (4,93-1)$$

Le nombre N_z^q de photons groupés par paquets de q photons cohérents à la distance z est : $N_z^q = q P_z^q$
et la relation précédente devient :

$$N_{z+dz}^q = N_z^q + \frac{k}{2} dz \cdot q \left[(1-n) N_z^{q+1} - 2N_z^q + (1+n) N_z^{q-1} \right] \quad (4-93-2)$$

En particulier, si $n = 0$:

$$N_{z+dz}^q = N_z^q + \frac{k}{2} dz q \left[N_z^{q+1} - 2N_z^q + N_z^{q-1} \right] \quad (4,93-3)$$

D'autre part, d'après la relation de Fürchtbauer et Ladenburg, on devrait avoir :

$$I = I_0 (1 + k n dz)$$

ce qui donne :

$$\sum_{q=1}^{q=\infty} N_{z+dz}^q = (1 + k n dz) \sum_{q=1}^{q=\infty} N_z^q \quad (4,93-4)$$

et pour $n = 0$:

$$\sum_{q=1}^{q=\infty} N_z^q = \text{Constante} \quad (4,93-5)$$

Cas de $n = 0$:

En portant (4,93-5) dans (4,93-3), il vient :

$$\sum_q q (N_z^{q+1} + N_z^{q-1}) = 2 \sum_q q N_z^q$$

Posons :
$$\frac{N_z^{q+1} + N_z^{q-1}}{2} = N_z^q + x_q$$

et portons dans l'expression précédente. Il reste =

$$\sum_q q x_q = 0$$

Puisque x_q ne peut être nul quel que soit q , car $N_z^0 = 0$, il faut que les x_q ne soient pas tous positifs, ni tous négatifs. La courbe représentative de N_z^q en fonction de q possède au moins 2 concavités de sens inverses et par conséquent au moins un point d'inflexion.

Pour $n \neq 0$, (4,93-4) donne :

$$\sum_q N_{z+d_z}^q - \sum_q N_z^q = k n d_z \sum_q N_z^q$$

et (4,93-2) donne :

$$\sum_q N_{z+d_z}^q - \sum_q N_z^q = \frac{k}{2} d_z \sum_q [N_z^{q+1} + N_z^{q-1} - 2 N_z^q + n(N_z^{q-1} - N_z^{q+1})]$$

En posant :

$$N_z^{q+1} + N_z^{q-1} = 2(N_z^q + \beta_q)$$

on a :
$$\sum_q q (N_z^{q+1} + N_z^{q-1} - 2 N_z^q) = 2 \sum_q q \beta_q$$

D'autre part :

$$\sum_{q=1}^{q=q_1} q (N_z^{q-1} - N_z^{q+1}) = 2 \sum_{q=1}^{q=q_1} N_z^q - (q_1 - 1) N_z^{q_1}$$

Il vient :

$$k n d_z \sum_q N_z^q = \frac{k}{2} d_z [2 \sum_q q \beta_q + 2 n \sum_q N_z^q - n(q-1) N_z^{q_1}]$$

$$\sum_{q=1}^{q=q_1} q \beta_q = n(q-1) N_z^{q_1} \simeq n q_1 N_z^{q_1} \text{ pour } q_1 \gg 1$$

Pour $n = 0$, on retrouve le résultat acquis plus haut.

Pour $n > 0$,
$$\sum q \beta_q > 0$$

On ne peut plus en déduire la forme générale de la répartition. Mais, partant de $n = 0$, et en allant vers $n > 0$ par continuité, on voit que le nombre de paquets importants de photons augmente au détriment des paquets de peu de photons, par rapport à ces mêmes nombres pour $n = 0$.

Enfin, si nous considérons des photons à la fréquence $\nu \neq \nu_0$ et en posant encore $x = (\nu - \nu_0) / (\Delta\nu/2)$, si $\sum_q N_{q,\nu}^q$ est le nombre de photons à la fréquence ν pour $z = z_0 = 0$, nous avons :

$$\sum_q N_{q,\nu}^q = \sum_q N_{z,\nu}^q e^{-\frac{k}{1+x^2} n z}$$

Les équations sont inchangées, à condition de remplacer kz par $kz/(1+x^2)$ dans les équations (4,93-2) et (4,93-4).

Donc, la répartition par paquets cohérents est la même hors de la fréquence centrale, mais :

Pour $n > 0$, la répartition obtenue en z , à la fréquence $\nu = \nu_0$ n'est obtenue que pour $z_1 = z_0(1+x^2)$ à la fréquence $\nu = \nu_0 \pm x \frac{\Delta\nu}{2}$.

Pour $n = 0$, la cohérence est la même à toutes les fréquences.

4.94 - Calcul numérique.

Le mécanisme simple de groupement de photons que nous venons d'examiner semble ne pas avoir retenu l'attention jusqu'ici. Nous croyons qu'une étude plus complète pourrait être de quelque intérêt, mais dépasserait le cadre du présent exposé. Notre but est seulement pour l'instant de montrer qu'il y a dans la lumière prélasée un certain degré de cohérence, ou si l'on veut, une précohérence du faisceau laser avant le seuil.

Pour vérifier que cet effet de groupement n'a pas tendance à s'évanouir statistiquement, nous avons fait quelques calculs numériques, sur petit ordinateur, correspondant à des parcours un peu plus longs que les quelques premières transitions décrites. Le calcul numérique a été effectué sur la machine du Bureau d'Analyse Numérique de la Faculté de Lyon, à partir de la relation (4,93-2). Partant de $z = 0$ avec un photon isolé, on calcule la répartition pour Δz , puis à partir de celle-ci pour $2 \Delta z$, puis pour $3 \Delta z$, etc... Les quanti-

tés $\frac{k}{2} \Delta z$ ont été choisies suffisamment petites pour satisfaire aux conditions de 4,92, mais la plus grande possible pour diminuer la masse des calculs. Le fait de négliger les termes en $(k \Delta z)^{3/2}$ par rapport à $k \Delta z$ dans le développement en série, pour justifié qu'il soit, conduit à obtenir automatiquement $N_{m \Delta z}^{m+a} = 0$ lorsque $a \geq 2$

Avec les valeurs de Δz choisies, pour $k = 1 \text{ cm}^{-1}$, un parcours de 4 cm dans le cristal correspond à $m = 100$. Pour obtenir des calculs sur des distances un peu plus longues, et compatibles avec la capacité des machines, nous avons fait quelques approximations complémentaires. Celles-ci consistaient essentiellement à éliminer les valeurs de N_m^q lorsqu'elles étaient inférieures à 0,001 fois celle du maximum. Comme ceci se produit d'abord pour les gros paquets de photons, l'erreur ainsi commise tend à diminuer quelque peu les nombres relatifs aux groupements les plus importants.

La figure 4,94a montre, pour $n = 0$, l'évolution de N_z^q au fur et à mesure du déplacement des photons. Chaque courbe représente la répartition de N_z^q en fonction de q pour z donné. Le signe $\times$ pour $z = 7,6 \text{ cm}$ et $z = 11,6 \text{ cm}$ (en supposant $k = 1 \text{ cm}^{-1}$) correspond à la moitié de l'énergie transportée. Par exemple, pour $z = 11,6 \text{ cm}$, on voit que la moitié de l'énergie est transportée par des photons groupés par paquets de 1 à 9 photons, et que l'autre moitié de l'énergie est transportée par des photons groupés par plus de 11.

Remarque :

1°) En toute rigueur, on obtient des séries de points représentatifs pour les valeurs de q entières et non des courbes. Pour la commodité de la lecture, ces différents points ont tout de même été reliés par un trait, et la courbe lissée entre les valeurs entières de q .

2°) La somme $\sum_q N_z^q$ a été vérifiée pour chaque z et on a trouvé $\sum_q N_z^q = 1 \pm 0,002$, ce qui justifie les approximations numériques du calcul.

On notera en particulier qu'après 11 cm de parcours, dans un milieu se trouvant juste à égalité des populations, le nombre des photons isolés n'est déjà plus que 2 % environ du nombre des photons initiaux, ce qui est fondamentalement différent du cas d'une lumière traversant un milieu sans absorption.

Nous avons effectué aussi le calcul pour $n = + 0,1$ et le résultat en est représenté par la figure 4,94b. Comme on pouvait s'y attendre, les photons groupés par paquets importants deviennent plus nombreux. Par exemple, pour 11,2 cm, on trouve encore 0,011 de l'énergie par paquets de 50 photons ; 0,016 par 49 ; 0,021 par 45 ; etc ... Toutefois, nous n'avons pas porté ces derniers chiffres sur les courbes, car les résultats ne doivent être considérés que comme très approximatifs, à cause des "erreurs de chute" imposées à la machine pour limiter sa charge. On notera que le calcul mécanique dans ces conditions donne cependant : $\sum_q N_{4cm}^q = 1,486$, alors que la valeur théorique, à partir du coefficient d'amplification, donnerait 1,492 (erreur : 0,4 %), la différence portant sur les paquets les plus forts. Pour 11,2 cm, $\sum_q N_{11,2}^q$ calculé donne 2,862, la valeur théorique réelle devant être 3,065 ; ici la perte due aux erreurs de chute est 7 %. Néanmoins, cela nous permet de situer approximativement le centre de gravité de la répartition de l'énergie : après 11,2 cm, 50 % de l'énergie est transportée par des paquets de plus de 19 photons cohérents.

Il est remarquable que le nombre de photons isolés et de paires de photons cohérents soit alors à peu près le même que pour $n = 0$, si $z = 11,2$ cm.

On rappelle que 11,2 cm représente environ que 1,5 trajet simple dans le rubis. Mais, nous n'avons pas tenu compte du coefficient de réflexion du miroir, il y a là en effet un problème fondamental qui n'est pas résolu.

Pour $n = 0$

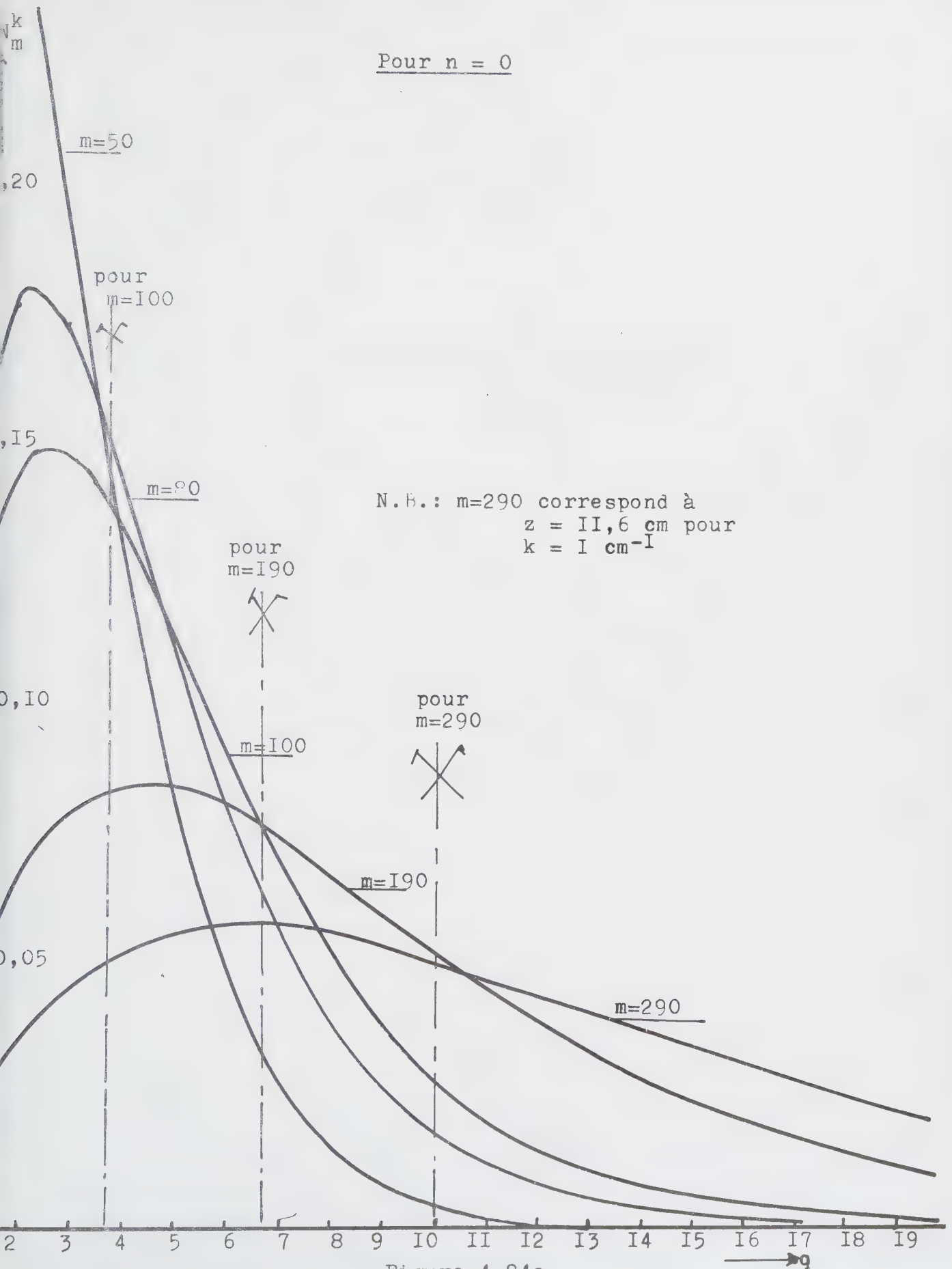
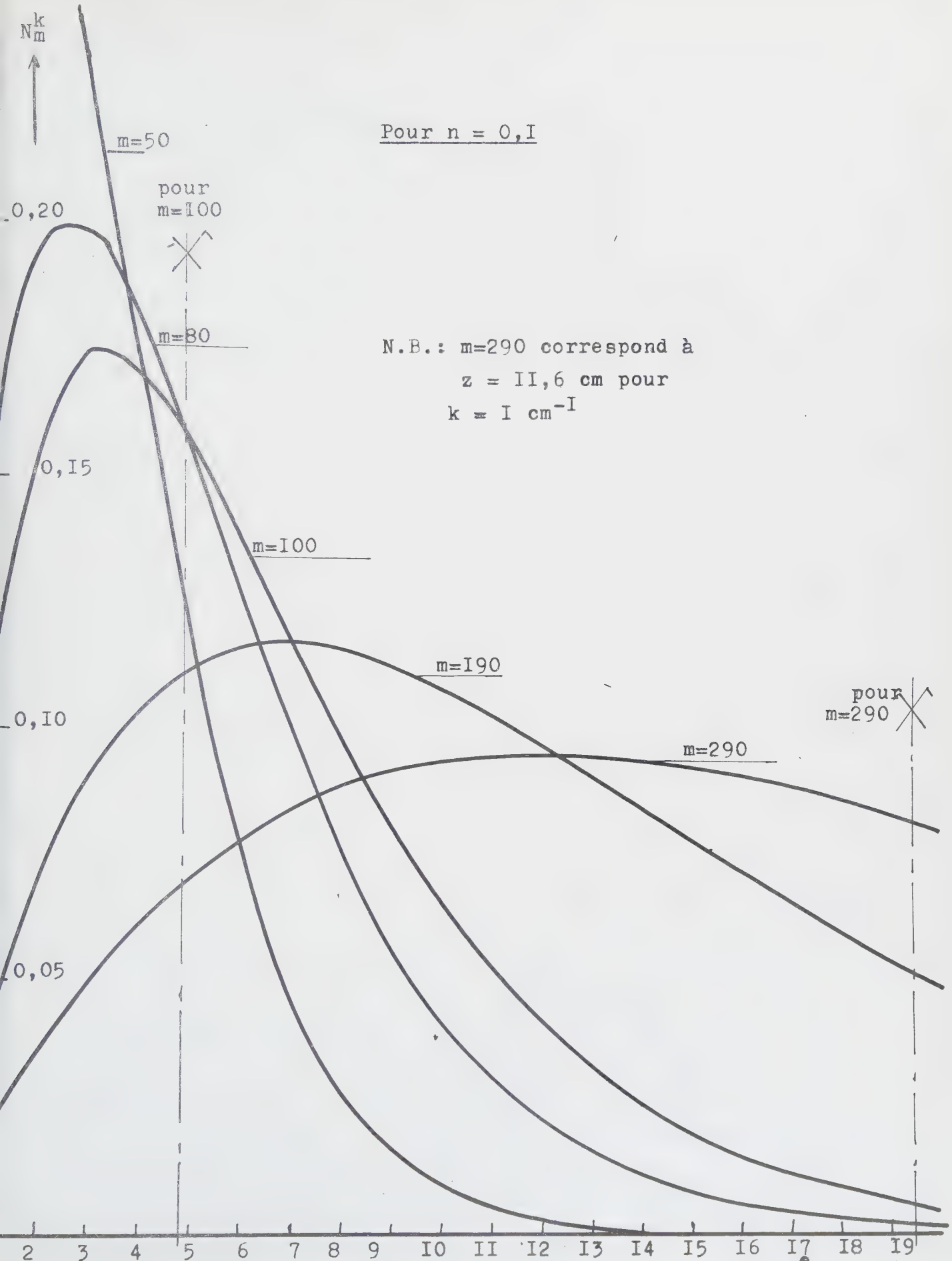


Figure 4-94a



4.95 Expression analytique de la répartition.

Aussi utile que soit un calcul numérique, une expression analytique est tout de même en général plus "agréable". Nous avons trouvé une telle expression. Malheureusement, cette relation n'est valable que pour des q assez grands. Or, pour $n = 0$, nous avons une solution de cette équation, mais qui est un développement en série. Pour l'exploiter, il faudrait relier les coefficients de ce développement aux premiers résultats numériques des relations du § précédent. Si on voulait le faire, on aboutirait à nouveau à un calcul numérique, et la charge des machines n'en serait finalement pas allégée. Nous donnons notre équation dans l'espoir que d'autres trouveront peut-être des possibilités que nous n'avons pas su découvrir.

Pour une valeur de z donnée, la fonction $N(q)$ représentant les N_z^q est constituée d'une série de valeurs séparées de $\Delta q = 1$, par suite de la quantification du rayonnement.

Toutefois, pour q assez grand, le rapport $\frac{(q+1) - q}{q}$ devient très petit et on admettra qu'on peut remplacer la suite des N_z^q par une fonction $N(q)$ de la variable continue q .

La distribution des N_z^q devient une fonction des 2 variables z et q , soit $N(z, q)$.

$$\text{Nous avons d'une part : } \frac{N_{z+1}^q - N_z^q}{dz} = \frac{\partial N(z, q)}{\partial z}$$

et d'autre part, en développant $N_z(q)$ en série de Taylor :

$$N_z(q+h) = N_z(q) + \frac{h}{1!} \frac{\partial N}{\partial q} + \frac{h^2}{2!} \frac{\partial^2 N}{\partial q^2} + \frac{h^3}{3!} \frac{\partial^3 N}{\partial q^3} + \dots$$

$$N_z(q-h) = N_z(q) - \frac{h}{1!} \frac{\partial N}{\partial q} + \frac{h^2}{2!} \frac{\partial^2 N}{\partial q^2} - \frac{h^3}{3!} \frac{\partial^3 N}{\partial q^3} + \dots$$

En posant $h = 1$ ($k \gg 1$), et en négligeant $\frac{\partial^3 N}{\partial q^3}$ et les différentielles d'ordre supérieur, on obtient :

$$N_z(q+1) + N_z(q-1) = 2 N_z(q) + \frac{\partial^2 N}{\partial q^2}$$

$$N_z(q+1) - N_z(q-1) = 2 \frac{\partial N}{\partial q}$$

En portant dans 4,92-3, il vient :

$$\frac{\partial N}{\partial z} = \frac{k}{2} q \left[\frac{\partial^2 N}{\partial q^2} - 2n \frac{\partial N}{\partial q} \right]$$

qui donne une approximation analytique pour q assez grand.

Pour $n = 0$, cette relation se réduit à :

$$\frac{\partial N}{\partial z} = \frac{k}{2} q \frac{\partial^2 N}{\partial q^2}$$

4.96 - Conclusion.

Les équations établies et les résultats numériques obtenus ont comme but essentiel de montrer que le phénomène dont nous avons exposé le mécanisme ne s'"évanouit" pas lors de la propagation des photons. En effet, au premier examen, on aurait pu croire que les chances, pour un photon, d'être absorbé, ou au contraire de provoquer une émission stimulée étant les mêmes dans un milieu à l'inversion, le résultat statistique était nul, par une sorte de compensation. C'est sans doute cet aspect de compensation qui a empêché de songer à ce groupement de photons.

Mais, au point où en est l'étude, il faut rester très prudent sur les conclusions. L'effet est beaucoup plus complexe qu'il n'apparaît. Par exemple, lorsqu'un photon "chanceux" a provoqué une transition d'un ion excité, il a laissé derrière lui un ion à l'état fondamental. Le photon qui viendra après lui, si l'on permet cette façon d'écrire, trouvera une situation modifiée : il sera absorbé, en donnant par contre un nouvel ion excité. Il est clair que l'effet n'en n'existera pas moins, mais il est probable que les valeurs numériques seront différentes.

Prenons un cas extrême : les photons sont astreints à se déplacer tous suivant une ligne d'ions. Si tous sont à l'état excité, le premier photon incident provoquera une série de transitions telles qu'il se retrouvera, au bout de la ligne, associé avec autant de photons cohérents qu'il aura rencontré d'ions.

Mais il laissera dans son sillage une ligne à l'état fondamental. Le photon suivant sera immédiatement absorbé par le premier ion rencontré. Le suivant donnera 2 photons spontanés qui, après 2 transitions, seront eux aussi absorbés, et ainsi de suite.

Si l'on transpose le problème dans les 3 dimensions, et si l'on utilise un schéma physique moins grossier, il est clair que de nombreuses complications apparaissent, qui ne sont pas seulement relatives aux équations.

Ce n'est qu'un exemple.

Expérimentalement, nous avons songé immédiatement à des mesures du genre de celles de Brown et Twiss (1956 et 1957), de Rebka et Pound (1957), et à d'autres plus récentes. Non seulement il faudrait réaliser un équipement spécialisé, mais encore un examen même élémentaire des conditions expérimentales montre que de telles méthodes sont loin d'être directement applicables à nos préoccupations.

Finalement, comme nous avons l'intention de ne présenter qu'une seule thèse, nous ne sommes pas allés plus loin !

Les photons spontanés sont émis dans toutes les directions. L'enceinte constituée par le rubis définit un nombre p de modes d'oscillation lors de l'équilibre radiatif. Les photons spontanés peuvent donc être répartis uniformément dans ces modes. Envisageons un court intervalle de temps dt tel que le nombre N_0^1 de photons spontanés soit inférieur à p . Le nombre N_0^1 représente donc le nombre de modes qui seront excités, c'est-à-dire le nombre de système d'ondes stationnaires qui pourront coexister, par suite de la présence d'un rayonnement E.M.. Par suite du groupement de photons que nous venons d'étudier, certains de ces modes vont contenir q photons constituant un paquet. A l'inversion $n = 0$, dire qu'un mode contient maintenant q photons, pour un seul à l'origine, c'est dire que $(q-1)$ modes n'en contiennent plus : ils sont "éteints".

Pour $n > 0$, l'effet de groupement de photons conduit aussi à l'extinction d'un grand nombre d'entre-eux.

Nous croyons donc pouvoir conclure de la façon suivante :

Lorsqu'un milieu contient un nombre d'ions à l'état excité égal (et même inférieur) à celui des ions à l'état fondamental, les photons existant dans ce milieu ont tendance, les uns à disparaître, les autres à se grouper par paquets de photons cohérents. L'effet de groupement augmente avec l'inversion.

Lorsque des photons sont émis spontanément de telle sorte que tous les modes aient la même probabilité d'être excités, un nombre croissant de ceux-ci s'éteignent, tandis que les photons contenus dans certains modes peuvent devenir très nombreux.

Pour un même parcours des photons, et au moins pour $n > 0$, l'effet est plus important pour le centre de la raie que pour les bords. De toutes façons, l'effet augmente avec la distance.

En résumé de ce que nous avons montré jusqu'ici, il semble que le rayonnement pré-laser devient, en approchant du seuil, de plus en plus :

Collimaté

Monochromatique

Cohérent

Sélectif par rapport aux modes de la cavité.

CHAPITRE V

PASSAGE A L'EMISSION LASER

5.1 - Seuil d'oscillation résonnante.

Nous voulons étudier dans ce paragraphe le passage de l'émission de superfluorescence à l'oscillation libre du rubis.

Nous ferons d'abord 2 remarques :

Remarque 1 :

Nous avons vu au chapitre I que l'émission laser se produit sur un ou plusieurs modes d'oscillation de la cavité résonnante constituée par le rubis et les miroirs d'extrémité. Nous avons occasionnellement examiné la répartition du rayonnement pré-laser entre ces modes en songeant à préparer l'étude du passage à l'effet laser. On a certainement bien compris que tout ce qui est relatif aux modes de la cavité serait à supprimer de l'étude de la superfluorescence s'il n'y avait pas à envisager le déclenchement, à la limite, de l'oscillation.

Nous insistons tout spécialement sur ce point, car la superfluorescence n'est ni en équilibre (comme le corps noir) ni en résonance (comme les ondes stationnaires).

Nos équations sont vérifiées seulement dans un système en équilibre avec le pompage, par l'intermédiaire du nombre des ions excités : elles concernent un système d'ondes progressives.

Une analogie sommaire avec les systèmes électroniques ferait correspondre la superfluorescence à l'amplification par un circuit qui peut être sélectif, et le rayonnement laser à l'oscillation d'un ou plusieurs circuits résonnants accordés sur, ou au

voisinage de la fréquence d'excitation.

Remarque 2 :

Nous avons montré dans le § 4.7 que, lorsque le pompage se prolonge, la variable caractéristique $\mathcal{E}$ ne peut devenir inférieure à la valeur d'équilibre $\mathcal{E}_0$ avec la puissance de la pompe.

Il est certainement apparu au lecteur que $\mathcal{E}_0$, tout en étant très petite, ne peut devenir nulle quelle que soit P_0 , et donc que la condition de seuil $\mathcal{E}_0 = 0$ ne sera jamais réalisée. Tant que les paramètres considérés seront les seuls, le rayonnement sera "quasi-continu" et les ondes progressives. Nous écrivons "quasi-continu" car nous avons vu que chaque train de photons est issu de l'émission spontanée d'un photon et la lumière engendrée n'a probablement pas la caractéristique "gaussienne" de celle d'une lumière incohérente.

Inversement, la condition de seuil : $(N_2 - N_1)_c = p \frac{\mathcal{E}}{\mathcal{E}_c}$ correspond en réalité à la condition pour que le laser soit entré (ou ait pu entrer) en oscillation.

- / -

Ces remarques étant faites, reprenons l'étude de Roess examinée en 1,432. En appelant N la différence $N_2 - N_1$, et $N_c = (N_2 - N_1)$ la valeur du seuil, Roess trouve

$$N'_c = N_c \left(1 + \frac{D N_0}{W \mathcal{E}} \right)^{-1}$$

Il trouve aussi que $N_c = p \frac{\mathcal{E}}{\mathcal{E}_c}$ lorsque D est suffisamment petit pour être négligé. Il appelle cette valeur : "Inversion de population au seuil d'un laser unimodal". Alors : $N'_c = N_c$. Cette approximation est justifiée dans l'optique du travail de cet auteur.

Nous allons voir cependant que tout le problème de ce passage au seuil est contenu dans cette quantité négligée. Si p est le nombre de modes de la cavité, $D = m/p$, m étant le nombre de modes excités, $N_c = p \frac{\Gamma}{\Gamma_c}$ représente strictement le seuil pour $m = 0$. Si le rubis entre en oscillation, c'est évidemment que $m \geq 1$ et donc pour $N'_c = N_c(1+y)^{-1} \approx N_c(1-y)$ si $y = \frac{D N_0}{W \tau} \ll 1$. Pour un laser à un seul mode, le seuil est donc obtenu pour N'_c .

Or, la condition $\mathcal{E}_0 = 0$ est : $\gamma - knL = 0$ équivalente à $N_c = n_c N_0 = p \Gamma / \Gamma_c$. Pour un rubis dans une cavité résonnante, le seuil pour 1 seul mode se produira d'après Roess pour $n'_c < n_c$ et donc pour $\gamma - kn'_c L = \mathcal{E}'_0 \approx (n_c - n'_c) kL > 0$. Il est clair que l'émission en ondes progressives de la superfluorescence sera interrompue pour $\mathcal{E}'_0$ par la présence de la cavité et par l'entrée en oscillation de celle-ci.

Essayons d'estimer $\mathcal{E}'_0$

En prenant comme valeur de W_{exp} celle de P_e du § 4.7, pour laquelle nous avons calculé la limite de $\mathcal{E}$, après changement d'unité, il y correspond, dans l'équation de Roess :

$W = W_{exp} - N_0/\tau = 1,6 \cdot 10^{22}$ atomes/cm³.s. Le coefficient $B = 1/p_m \tau$ vaut $1 / \left(\frac{8\pi \nu^2}{c^3} \Delta \nu \cdot \tau \right)$ pour 1 cm³, soit, si $\Delta \nu = 1$ cm⁻¹ à 150 °K : $B = 5 \cdot 10^{-8}$ s⁻¹. D'où $y = m \cdot \frac{N_0}{W p_m \tau} = m \cdot 50 \cdot 10^{-12}$ (avec $N_0 = 1,6 \cdot 10^{19}$ ions/cm³). Avec $n_c = \gamma/kL$, $n' = n(1-y)$, il vient : $\mathcal{E}'_0 = \gamma y$.

Pour 2 surfaces non argentées, $\gamma = 2,5$ d'où $\mathcal{E}'_0 = 125 \cdot 10^{-12}$ si $m = 1$

Avec les mêmes conditions la limite possible pour $\mathcal{E}$ a été trouvée au § 4.7 égale à $75 \cdot 10^{-12}$ (à cause des majorations du calcul, elle est probablement plus faible).

Conclusion :

Le laser entre en oscillation sur un mode avant que la limite de $\mathcal{E}$ soit atteinte.

Par contre, nous ne pouvons plus admettre, au début de l'oscillation, les équations de Roess pour $m > 1$. En effet, son calcul suppose que les $m = pD$ modes sont excités à des niveaux comparables. Cette condition n'est pas réalisée, à cause de la situation créée au moment du seuil de l'amplification sélective de la superfluorescence sur un nombre de modes qui diminue avec l'approche du seuil.

Cette restriction n'est valable que pour le début de l'oscillation : plus tard, la situation dans tout le volume du rubis peut avoir évolué. Nous n'étudions pas ce problème.

5.2 - Oscillogrammes au voisinage du seuil.

L'équation (2,1-1) donnait l'accroissement de population au niveau 2 en fonction du temps, en tenant compte de la perte due à l'émission spontanée. Nous savons bien maintenant que, pour $n > 0$, la puissance de superfluorescence W est considérablement supérieure à celle de l'émission spontanée. La perte dN_2 correspondante doit être compensée par le pompage. Le terme en $A_{21} N_2$ de (2,1-1) est à remplacer par $W(n)$ et ne peut plus être négligé. Le peuplement dépend de la différence entre l'énergie de pompe et l'énergie de superfluorescence. Si la puissance de pompe diminue, le temps nécessaire pour une variation Δn donnée augmente, et par conséquent aussi l'énergie de fluorescence correspond à cette variation. Il est clair que l'énergie de pompage augmente lorsque la puissance de pompe diminue.

A puissance de pompe constante, la vitesse de peuplement diminue lorsque n augmente, par suite de la décroissance de $(N_0 - N_2)$ en facteur avec P , mais aussi $W(n)$ augmente avec n . Pour un barreau pompé sur une courte longueur, lorsque la superfluorescence n'apparaît pas, N_2 est une fonction exponentielle de l'énergie de la pompe. La courbe représentant N_2 en fonction de E s'en écartera d'autant plus que N_2 sera plus élevée et que les conditions de l'amplification augmentent la superfluorescence. Près du seuil, l'écart devient très important.

Nous avons vu chapitre 3 qu'au moment du seuil, si la population au centre du barreau est N_2 , elle n'est plus, à 1,5 mm du centre, que $0,85 N_2$ (cas particulier de la figure 3,52 c, mais ordre de grandeur général), c'est-à-dire que le gradient de n est l'ordre de 0,1 par mm.

Nous mesurons le flux au travers d'une ouverture de 1 mm et à 560 mm de la face émissive. L'angle entre deux rayons issus du centre du rubis et atteignant les deux bords diamétralement opposés de l'ouverture est $1/560$ Rd. Il y correspond un angle $\theta = 1/560.1,76$ dans le rubis. A l'ouverture de mesure correspond un cercle, sur la face opposée du rubis, de 0,077 mm de diamètre. Si l'inversion est n au centre, elle sera $n' = n - 7,7.10^{-3}$ au bord.

Au seuil, nous avons $\mathcal{E}_0 = 125.10^{-12}$. Un peu avant $\mathcal{E} = 4.10^{-10}$ par exemple, et $n = (1-\mathcal{E})/RL = (45-\mathcal{E})/30$, avec les valeurs numériques du § 5.1. A $n' = n - 7,7.10^{-3}$ correspond une valeur de $\mathcal{E}'$ telle que $n' = (25-\mathcal{E}')/30$. On trouve $\mathcal{E}'/\mathcal{E} \approx 6.10^8$, et $W/W' = (\mathcal{E}'/\mathcal{E})^{1/2} \approx 2,4.10^4$ (d'après l'étude du § 4.7). Ce rapport d'intensité de 24000 entre un rayon atteignant le centre de la petite ouverture de mesure et celui qui atteint le bord n'est évidemment qu'un nombre sans grande valeur, donnant simplement une idée des ordres de grandeur. En particulier, il faudrait tenir compte de la diffraction, et aussi du fait que n varie de façon continue, etc Mais il apparaît que même avec les petites ouvertures utilisées, notre mesure de la superfluorescence ne représente qu'une moyenne de W prise sur une petite étendue et autour d'une direction.

L'ordre de grandeur trouvé ci-dessus varie très vite avec l'inversion n de la zone la plus active. Pour les conditions examinées, n (en ne tenant pas compte des pertes autres que celles des miroirs) a pour valeur 0,08. Entre l'inversion et le seuil, la variation de n n'est donc que de 8 % de celle qui intervient entre le début de pompage et l'inversion. Pour $n = 0,07$, le même calcul que plus haut, donne un rapport d'intensité de 1,4 entre centre et bord. au lieu de $2,4.10^4$, soit 10^4 fois plus faible.

Les mesures sont significatives, y compris celles de collimation jusque très près de l'inversion critique, mais ne le sont plus au voisinage immédiat de celle-ci.

Pour la valeur $n = 0,07$, on a encore $\mathcal{E} = kL (n_c - n) = 0,3$. Beaucoup plus près du seuil, par exemple pour $\mathcal{E} = 10^{-6}$, dans l'axe du barreau, on a $n_c - n = 3,3 \cdot 10^{-8}$. Dans la direction des rayons marginaux, $n' = n_c - 3,3 \cdot 10^{-8} - 7,7 \cdot 10^{-3} \simeq 0,072$, valeur peu différente de la valeur 0,07 de l'alinéa précédent. Donc la trace oscillographique "suit" l'émission moyenne dans la zone explorée, sauf lorsque l'émission de crête dans la direction $\theta=0$ devient prépondérante. Ceci se produit dans un temps très court.

Pour passer de $n = -1$ à $n = 0$, il faut de 100 à 400 μs . Pour passer de $\mathcal{E} = 10^{-6}$ à $\mathcal{E} = 10^{-8}$ entre lesquels W est multiplié par 10, il faut le temps de faire varier n de $3,3 \cdot 10^{-8}$. Par suite de l'augmentation de la superfluorescence, ce temps sera proportionnellement plus long, la vitesse de repopulation étant ralentie par les pertes dues au rayonnement. Mais la brusque montée de la trace se produit dans la dernière fraction de microseconde qui précède le seuil (un calcul très approximatif donne des temps de l'ordre de $10^{-3} \mu s$).

Pratiquement, si l'oscillographe est réglé de façon à montrer la courbe de fluorescence, la brusque accélération du spot dans cette dernière fraction de microseconde fait perdre la trace du signal.

Si l'oscillographe est réglé pour obtenir cette dernière partie de la trace, celle-ci se confond avec le début de l'oscillation laser.

La coupure du signal que nous avons observée jusqu'ici est donc représentative de la superfluorescence moyenne seule et ne donne pas la valeur n'_c .

Admettons provisoirement que $n'_c = n_c$, valeur du seuil de Schalow et Townes, donc invariable. Si la puissance de pompage diminue, l'énergie perdue par superfluorescence augmente comme l'avons vu plus haut. Cette perte augmente plus pour la région dans laquelle $\underline{n}$ est le plus proche de n_c . Par conséquent, plus la puissance de pompe diminue, plus la valeur moyenne de n que nous mesurons augmente pendant le temps nécessaire pour atteindre n_c dans la zone la plus favorisée.

On observe bien cet effet sur les oscillogrammes : la population apparente au seuil diminue (amplitude du signal) lorsque la puissance de pompe augmente.

Si maintenant nous reprenons les résultats de Roess, donnant $n'_c = n_c (1 - am/P)$, a étant une constante, m le nombre de modes et P la puissance de pompage, à $\underline{m}$ donné, si P diminue, n'_c diminue, ce qui est l'inverse de l'augmentation moyenne de n . Si n'_c diminue, le temps nécessaire pour atteindre le seuil est plus petit et l'augmentation moyenne de n est plus faible. Or :

$$dn'_c/dP = +man_c/P^2$$

Donc, à une variation donnée de P , l'effet d'augmentation de la valeur apparente du seuil sera d'autant plus masqué que $\underline{m}$ nombre de modes au seuil, sera élevé. Il apparaît de nouveau que $\underline{m}$ au seuil est réduit.

N.B. : La contradiction signalée à la fin du § 3.55 entre la théorie de Roess et nos mesures est donc levée.

5.3 - Evolution de la population pendant l'oscillation laser.

Nous avons vu au § 3.54 que le signal de superfluorescence est plus élevé après l'émission laser qu'au seuil, et aussi après chaque interruption momentanée de celle-ci.

L'étude faite au cours du chapitre 4 et au début de celui-ci confirme les conclusions du § 3.56. Nous pouvons maintenant les discuter de façon plus précise.

L'augmentation observée de la population pendant l'émission résultait de la mesure de la fluorescence au seuil et à la fin d'une émission. Il s'agissait donc d'une moyenne de population. A l'instant du seuil, l'intensité suivant un rayon vecteur donné est plus élevée que pour les autres. Le long de cet axe de propagation, le nombre de photons cohérents atteint un maximum. Lorsque, pour ce vecteur, le seuil n'_c est atteint, l'émission du laser se produit. En principe, étant donné la proximité des modes et la faible sélection entre 2 modes juxtaposés, il y aura toujours possibilité d'entrée en oscillation sur l'un d'eux. L'émission dépeuple alors le rubis suivant le rayon-vecteur correspondant à ce mode. L'émission est filamenteuse, comme on l'avait déjà supputé. Mais nous lui donnons ici un sens plus précis et plus limité spatialement. Il s'agit effectivement d'un dépeuplement sur une "ligne" ou un petit cylindre; ce dépeuplement n'affecte pas le reste du rubis.

A la fin de l'émission suivant ce mode, la population moyenne est supérieure, dans nos mesures, à la population moyenne avant l'oscillation. Cela signifie que la zone dépeuplée, compte tenu de la brusque variation de n dans celle-ci, est très petite par rapport à celle qui correspond à la mesure.

Il arrive donc un moment où une nouvelle oscillation peut prendre naissance sur un mode différent, paraxial, ou axial mais alors suivant un filament dont l'extrémité sera différente de celle du filament qui vient de s'éteindre : on observe bien cette scintillation des points d'émission.

L'augmentation de l'inversion ne signifie pas que le seuil du nouveau déclenchement soit plus élevé. Que n'_c puisse être supérieur pour les filaments suivants ne résulte pas de l'augmentation moyenne de l'inversion, mais d'une particularité quelconque entraînant un Q permanent ou induit différent.

On peut même penser que, au fur et à mesure de la croissance de n après les premières oscillations, il y a une moindre différence entre l'excitation des différents modes et alors, d'après Roess, le nombre m de modes excités peut avoir augmenté.

En particulier, si, d'une façon quelconque, on augmente la population en empêchant l'oscillation de se produire, même pour $n > n'_c$, et si, ensuite, on rétablit les conditions qui entraînent un seuil pour n'_c , alors le nombre de filaments qui seront déclenchés est plus élevé. Non seulement l'énergie émise de façon quasi-continue en une fois est plus élevée, mais la dépopulation relative est beaucoup plus forte : dans ces conditions, on peut atteindre des valeurs telles que l'inversion moyenne après l'émission laser soit inférieure à sa valeur avant l'émission. Précisément, la confirmation en a été donnée par Laborge et Weber (L2) que nous avons cités plus haut. Pour un laser normal ces auteurs trouvent une très légère augmentation de population que l'on peut assimiler à celle que nous avons mise en évidence. La différence entre leur travail et le nôtre, sur ce point, réside dans la méthode moins sensible de ces auteurs, ce qui ne leur a pas permis de pousser jusqu'à nos conclusions. Mais par contre, ils ont pu obtenir les courbes dans le cas du même rubis en fonctionnement retardé (commutateur passif). Il paraît très nettement sur leurs courbes que l'inversion diminue alors après chaque impulsion.

En revenant à nos mesures, pour un laser normal, on peut voir que la dimension transversale des filaments est très petite. Répartissons en effet, par la pensée, les flux de superfluorescence dans la série de filaments "potentiels", c'est-à-dire entre les petits cylindres dans lesquels l'oscillation avec dépopulation se produira. Juste avant le seuil, il existe dans la zone explorée de surface $\underline{s}$ ($\phi = 0,5$ mm), une série de "filaments potentiels", 1, 2, 3, ... m dans lesquels les inversions sont $n_1, n_2, n_3, \dots, n_m$ et dont les pertes comprises, sont $\gamma_1, \gamma_2, \dots, \gamma_m$. Les filaments sont alors caractérisés par des nombres $\epsilon_1 < \epsilon_2 < \dots < \epsilon_m$ classés dans l'ordre croissant

Les dimensions de ces filaments sont $\epsilon_1, \epsilon_2, \dots, \epsilon_m$ avec $\sum_m \epsilon_m = 1$. La puissance émise par chacun d'eux peut se mettre sous la forme $W_m \cdot \epsilon_m / \sqrt{\epsilon_m}$. Les valeurs de $\underline{n}$ et γ variant peu avec le temps et avec les filaments par rapport aux variations de $\underline{\epsilon}$, l'intensité totale sera finalement la somme de celle de $\underline{m}$ filaments affectés du coefficient $\epsilon_m^{-1/2}$ et l'allure de la courbe représentative est celle des oscillogrammes avant la coupure. Tant que ϵ_1 n'est pas suffisamment petit, l'intensité totale est à peu près la même que si le filament 1 n'existait pas (à ϵ_1/s près). Lorsque ϵ_1 devient suffisamment voisin de ϵ_0 , l'intensité de 1 devient au contraire prépondérante et le déclenchement se produit immédiatement après. L'émission dépeuple le filament et, après extinction de celui-ci, le flux total est à nouveau le même sensiblement que s'il n'existait pas (à ϵ_1/s près à nouveau). Le fait que la courbe de super-fluorescence est peu modifiée, montre que $\epsilon_1 \ll \sum \epsilon_m \approx 1$, surface explorée. Nous avons publié un résumé succinct de cette évolution de la population dans (D6).

5.4 - Sous-structure des pics.

Avec un détecteur photosensible accompagné d'un dispositif de mesure à bonne résolution, l'émission laser apparaît sous forme d'une suite de "pics". Si l'on diminue progressivement la bande passante, pour certaines valeurs de celle-ci, la forme des oscillogrammes correspond à la figure 5,4 a. On remarquera que pendant la "montée" du signal, au début, les pics sont remplacés par un pointillé lumineux, dû à la modulation de vitesse du spot. A chaque impulsion, l'ordonnée du spot augmente rapidement, puis décroît très lentement, eu égard à la constante de temps. Celle-ci étant très supérieure à l'intervalle séparant 2 pics successifs, l'arrivée d'un pic retrouve le spot pratiquement à l'ordonnée où le pic précédent l'avait laissée.

Inversement, si la résolution est très élevée, on remarque à l'intérieur des pics (figure 5.4 b et 5.4 c) une même modulation d'intensité, donc de vitesse du spot.

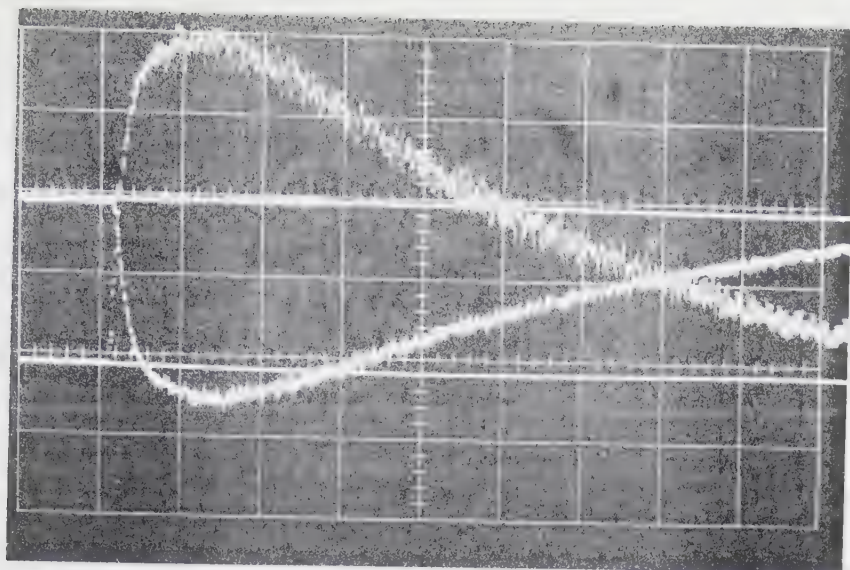


Figure 5,4 a

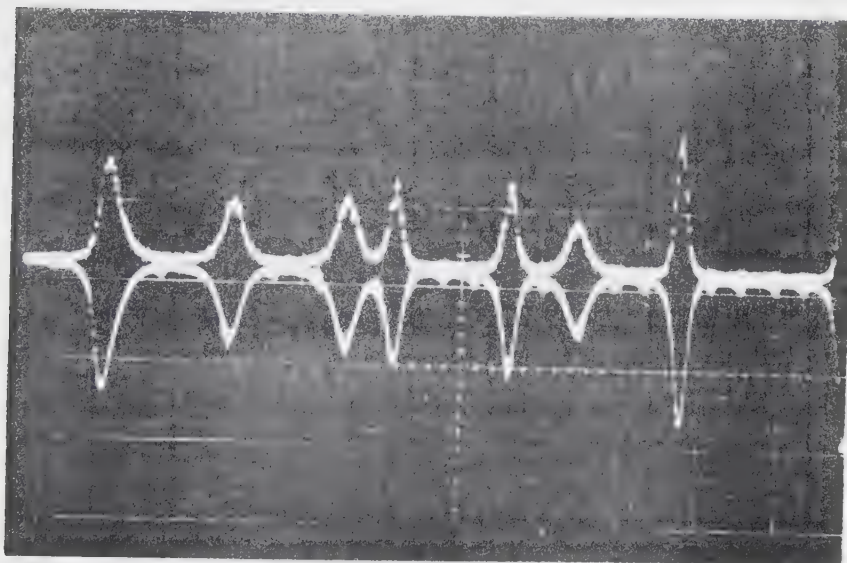


Figure 5,4 b

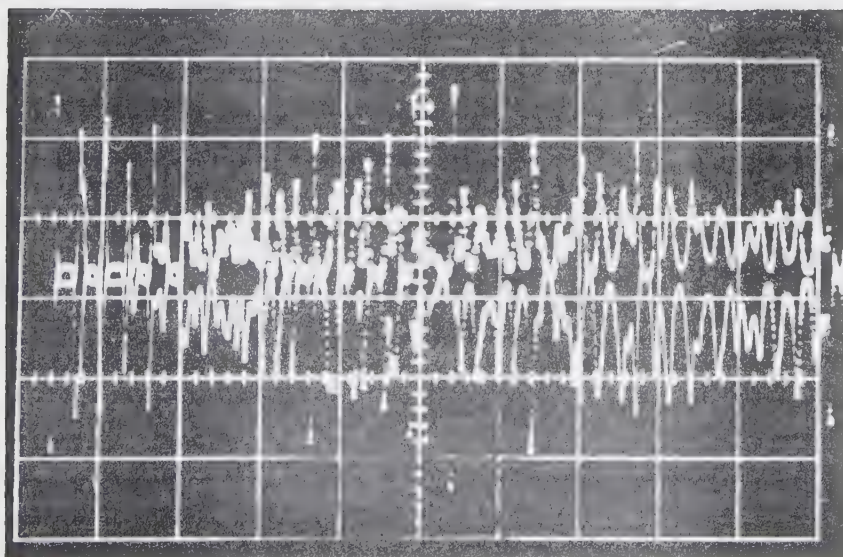


Figure 5.4 c

Il apparaît donc que chaque pic "classique" est en fait constitué d'une série de "sous-pics" atteignant successivement le détecteur. Il est facile de voir que si un sous-pic atteint le détecteur alors que l'intensité du précédent n'est pas revenue à zéro, il en résulte, soit un point soit un allongement du point précédent suivant le rapport entre les amplitudes, les durées et les retards. Le dénombrement des points indique le minimum des éléments de sous-structure des pics.

En moyenne, l'intervalle de temps entre 2 points successifs est de l'ordre de 35 ns, obtenu en divisant un temps de montée ou de descente par le nombre de points notés. Pour résoudre ces sous-pics, il faudrait une bande passante de l'ordre de quelques nanosecondes, à condition que leur durée soit inférieure à l'intervalle qui les sépare, ce qui n'est probablement pas le cas.

Ce que nous venons de dire est sujet à l'objection suivante : la sous-structure des pics ne serait-elle pas une apparence, la modulation de lumière observée résultant de la superposition au signal du bruit du P.M. ? Il est évident que si l'on avait disposé de 2 cellules PM, au lieu d'une cellule PM et d'une cellule CV, on aurait pu espérer comparer de façon rigoureuse et point par point la sous-structure sur les 2 détecteurs. C'est pourquoi nous avons signalé au chapitre 3 que notre équipement était satisfaisant pour l'ensemble de nos mesures, sauf peut-être, à la limite, pour la résolution de la structure des pics.

Cependant, nous pouvons remarquer que :

1°) La comparaison des pics de la figure 5.4c, lorsqu'elle est possible, semble bien faire apparaître les mêmes points (et spécialement le même nombre de points sur les pics correspondants) malgré une bande passante plus élevée pour le PM.

Si le courant sur photocathode de CV est i_k , le bruit Schottky sera donné par :

$$\overline{i_k^2} = 2e i_k \Delta F$$

e étant la charge de l'électron et ΔF la bande passante.

Pour PM, si i_A est le courant d'anode, le bruit est donné par

$$\overline{i_A^2} = 2e i_A \Delta F G p$$

(G, gain du PMp, coefficient que nous pouvons prendre voisin de 1).

Or, sur la figure considérée, le signal fourni par un détecteur est d'amplitude comparable à celui fourni par l'autre, par suite de l'atténuation volontaire du faisceau en avant du PM, et après mesure par CV.

Par conséquent $i_A \simeq i_k$ et le rapport des bruits de CV et PM est :

$$\overline{i_A^2} / \overline{i_k^2} = G \simeq 10^5$$

Ce calcul est approximatif car :

a) $i_k \neq i_A$, les charges étant en réalité dans un rapport de 1 à 10. Donc, $i_A \simeq 10 i_k$ ce qui augmente encore le rapport ci-dessus.

b) Le rapport des ΔF de PM et de CV est de l'ordre de 10, mais finalement un peu moindre si l'on tient compte des circuits situés après les détecteurs : nouvelle augmentation du rapport.

c) Surtout : le calcul n'est valable qu'en régime continu ce qui n'est pas le cas.

Mais, compte tenu de l'ordre de grandeur du rapport des bruits, et de celui du rapport du nombre et de la position des pics sur les oscillogrammes de PM et CV, il semble bien que l'on puisse conclure que la sous-structure est bien due au mode d'émission des pics.

Nous comparons cette sous-structure oscillographique aux images photographiques obtenues par balayage ultrarapide, qui ont été publiées à plusieurs reprises. Si nous examinons les plus nettes d'entr'elles, qui ont été publiées par Viénot et ses collaborateurs, par exemple dans (B7), nous y voyons des groupes de points lumineux, chaque groupe correspondant à un pic. Il est tout naturel d'assimiler chacune de ces taches lumineuses aux points oscillographiques à l'intérieur des pics. Les points lumineux ne sont donc pas dûs à des interférences par lesquelles on a parfois tenté d'expliquer l'hétérogénéité spatiale du laser, mais bien à des émissions successives dans des directions peut-être aléatoires, mais bien définies, et issues de points différents et à des époques différentes. Enfin, la longueur des traces obtenues par l'exploration photographique dont nous venons de parler montre que celles-ci se recouvrent dans le temps : la durée d'une émission est supérieure à celle qui sépare 2 émissions successives en 2 points différents. Cette dernière constatation pouvait être supputée, mais non démontrée par la comparaison des formes d'onde et des constantes de temps de nos oscillogrammes : à résolution infinie, les sous-pics ne seraient pas séparés.

Malgré les différences de lieu, de rubis, et de conditions, et aussi de méthode, les ordres de grandeur des intervalles, durée et nombre de ces sous-pics semblent se correspondre entre les mesures oscillographiques et d'exploration photographique.

Nous croyons pouvoir conclure : l'émission d'un pic se fait par "allumages" successifs de "filaments".

5.5 - Couplage inter-filaments.

Au fur et à mesure du développement de notre thèse, il semble bien apparaître de façon de plus en plus probable que lors d'une émission laser élémentaire, il y a dépeuplement dans une région étroite du rubis. Ce dépeuplement localisé n'empêche pas d'autres oscillations de se produire dans d'autres directions axiales ou paraxiales proches, d'autant que l'inversion moyenne ne diminue pas, ni l'activité de la superfluorescence.

D'ailleurs, les images de M. Viénot rappelées au paragraphe précédent montrent que ce ne sont pas toujours les mêmes "points émissifs" qui apparaissent au cours des différents pics.

Donc, statistiquement, les sous-pics devraient être répartis de façon homogène et continue dans le temps à la manière d'un bruit. Or, c'est le contraire qui se produit : les émissions sont groupées dans le temps. Le rubis produit une suite d'impulsions lumineuses ; puis entre les pics, il n'y a pas ou peu d'émission. Nous sommes donc amenés à penser qu'il doit exister un couplage inter-filaments qui provoque leur déclenchement par groupes.

On sait que la diffusion dans un rubis n'est pas négligeable, nous l'avons déjà vu. Par exemple, Sucov (S2) a montré que si un barreau de rubis est introduit dans le trajet d'un faisceau de lumière collimatée, les différentes inhomogénéités du barreau diffusent la lumière de telle sorte que le faisceau émergent cesse d'être totalement collimaté. La distribution angulaire dépend de la qualité du rubis. Comme ordre de grandeur, pour un rubis de $L = 76$ mm, $D = 6,35$ mm, et pour une direction de 1° à 2° de l'axe l'intensité est de l'ordre de 10 % de celle qui est mesurée dans l'axe.

Abella et Townes (A1) avaient déjà montré en 1961 que l'émission stimulée dans des directions correspondant aux franges de Fabry-Pérot provient de la diffusion à partir du mode axial dominant : les différents modes angulaires pour une même longueur d'onde sont cohérents en phase (souligné car on oublie généralement la phase !). Cette façon de voir a été confirmée par Nelson et Remeika.

Dès lors, il est facile de comprendre ce qui se produit. Lorsque le premier filament entre en oscillation, la densité de photons devient importante et corrélativement la quantité de photons diffusés à partir de cette zone. Ces photons sont amplifiés, au même titre que des photons spontanés.

Soit une zone suffisamment peuplée pour être très proche du déclenchement. Celui-ci se produira lorsque la quantité dq/dt de l'équation 1,42.3 deviendra positive. Or, le nombre q à droite du signe égal était donné par la valeur de l'inversion de population. Il est évident que si on introduit une quantité q' supplémentaire de photons, le terme en dq/dt deviendra positif pour une valeur de $(N_2 - N_1)'_c \ll (N_2 - N_1)_c$, et par conséquent le déclenchement du filament correspondant au mode pour lequel on applique l'équation est avancé. Si l'on prend l'analyse plus détaillée de Roess, on remarque de même que l'addition de photons extérieurs à la zone correspond à une diminution apparente de $\mathcal{L}$ dans le terme DN_0/wt et entraîne une diminution de n'_c .

Nous concluons que l'allumage d'un filament entraîne le déclenchement anticipé de toute une série de filaments : ceux qui sont suffisamment proches des conditions requises pour le seuil.

Cependant, la proximité du seuil d'oscillation libre n'est pas la seule condition. Un filament constitue un ensemble résonnant, et, puisque l'inversion y est élevée, il est déjà le siège d'un rayonnement important au moment où lui parvient une "bouffée" de photons en provenance du filament allumé. Ces photons excitent le filament résonnant. Mais, lorsqu'on excite un système à Q élevé (laser), c'est-à-dire à faible amortissement, par un système à fort amortissement (ici l'injection de photons), la période et l'amortissement sont la période et l'amortissement propres du système oscillant, (ici le laser).

Ainsi, l'oscillation libre du premier filament qui s'allume, excitée dans un mode par le rayonnement de superfluorescence, se produit obligatoirement dans le mode propre du filament, si la qualité de celui-ci est suffisamment élevée. Si 2 régions filamentaires ont la même chance d'être déclenchées à un instant donné, la première qui entrera en oscillation sera "probablement" celle pour laquelle le rayonnement de superfluorescence aura un vecteur $\vec{k}$ le plus proche de l'un de ses modes propres d'oscillation.

Il est facile de voir qu'il en sera de même pour le déclenchement d'un filament à partir d'un premier déjà allumé. Il y aura donc une sélection de zones oscillantes sous la dépendance des inversions, modes et phases relatives. Les zones dont l'allumage sera induit ne seront en général pas limitrophes : C'est bien ce que l'on constate. A partir d'un premier point lumineux, il n'y a pas extension progressive en "tache d'huile", mais formation d'une constellation de points.

5.6 - Premiers pics d'oscillation.

5.61 - Nous avons exploré transversalement le faisceau laser point par point à l'aide de la cellule PM munie d'un petit orifice (figures 5.61 a, b, c). Chaque cliché correspond à un nouveau pompage du rubis. Pour s'assurer de la reproductibilité des conditions d'oscillation, nous avons pris simultanément le signal donné par tout le faisceau, avec la cellule CV. Pour simplifier le dépouillement, la constante de temps pour ce détecteur a été prise nettement plus élevée que pour le PM résolvant. La figure 5.61a correspond au centre du faisceau, la figure 5.61b à $0,5 \cdot 10^{-3}$ Rd à gauche de la précédente et 5.61c à $2 \cdot 10^{-3}$ Rd à droite.

Il apparaît très clairement que le 1^{er} pic est très localisé angulairement. La collimation du rayonnement du 1^o pic est probablement encore plus étroite qu'il apparaît, si l'on déduit la diffusion. La comparaison de nombreux clichés a montré que :

1°) Ce n'est pas seulement le premier pic, mais tout un premier groupe de pics qui disparaît simultanément.

2°) Dans une direction donnée, l'amplitude du 1^{er} pic est assez bien reproductible d'un flash au suivant. Par contre, celle des autres pics du premier groupe l'est moins.

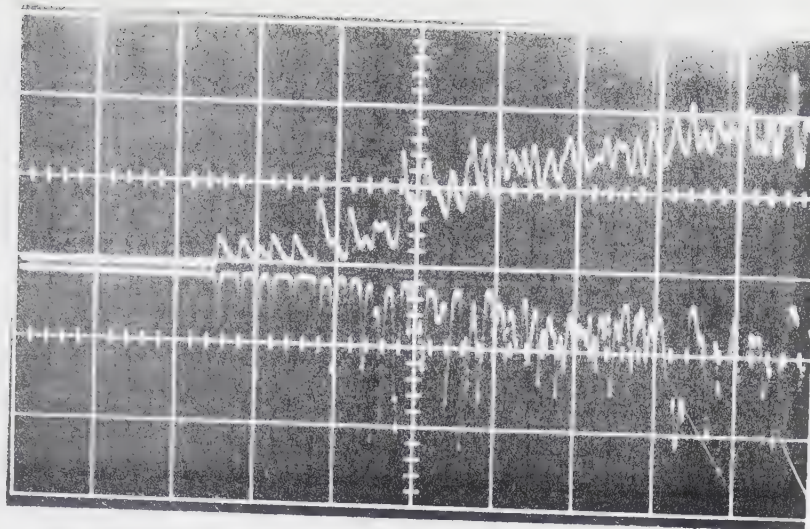


Figure 5,61 a

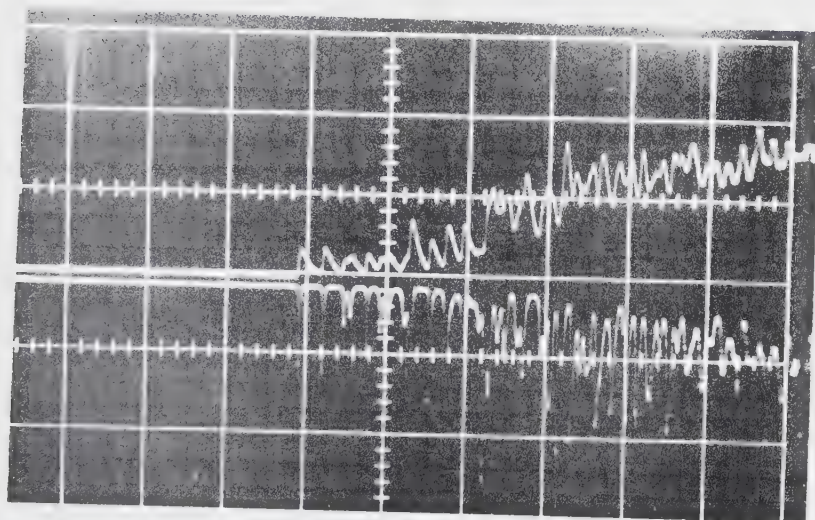


Figure 5,61 b

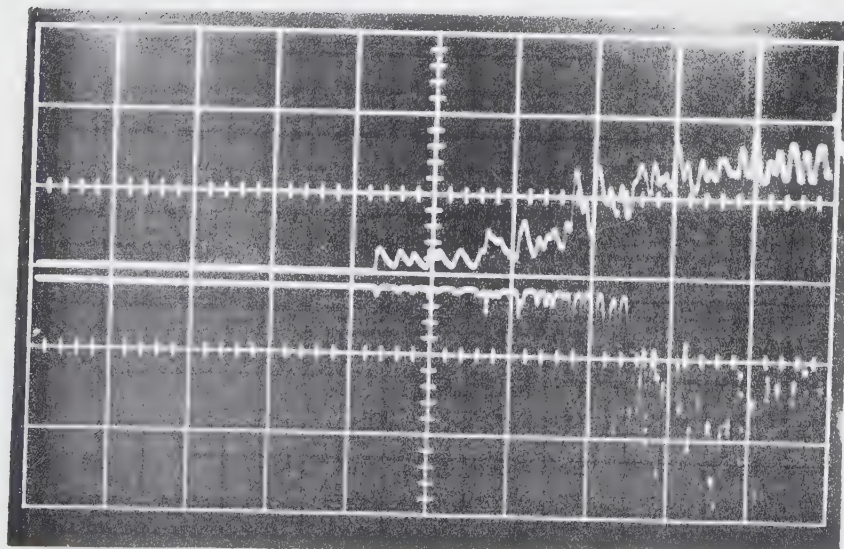


Figure 5,61 c

3°) L'amplitude du 1^{er} pic augmente moins vite que la puissance de pompage qui, par contre, rapproche les pics du premier groupe les uns des autres.

4°) La direction par rapport à l'axe du cristal du maximum d'énergie du 1^{er} pic est indépendante de la puissance de la pompe. La largeur, au pied, de la courbe représentant la répartition de l'intensité du premier pic suivant un axe perpendiculaire à la propagation varie très peu avec le pompage : la collimation du 1^{er} pic ne diminue pas aux fortes excitations. Cette caractéristique est à opposer aux résultats bien connus (que nous avons pu observer) que la divergence de l'énergie de tout le flash laser augmente avec la puissance.

5.62 - Pics suivants.

Alors que le 1^{er} groupe de pics se distingue bien du 2^{ème} à cause de la répartition spatiale, et aussi d'une amplitude assez comparable des pics du groupe d'un flash au suivant, la distinction devient ensuite de plus en plus difficile.

Si la puissance de pompe augmente, l'intervalle de temps entre le 1^{er} et le 2^{ème} groupe diminue rapidement, et, pour des puissances suffisantes, il y a recouvrement. Les fluctuations d'amplitude en fonction du pompage sont beaucoup plus importantes que pour le 1^{er} groupe.

Enfin, lorsque le temps augmente depuis le seuil, les figures de pics deviennent inextricables. Nous avons en outre pu remarquer, avec 3 rubis différents, qu'une répartition spatio-temporelle n'est mesurable que pour le premier tiers, ou au plus la première moitié du faisceau. La "queue" du flash semble émise dans toutes les directions (à l'intérieur de l'enveloppe du faisceau).

A titre d'illustration de cette répartition spatio-temporelle, nous donnons les figures 5.62a, b, c, obtenues dans les conditions suivantes :

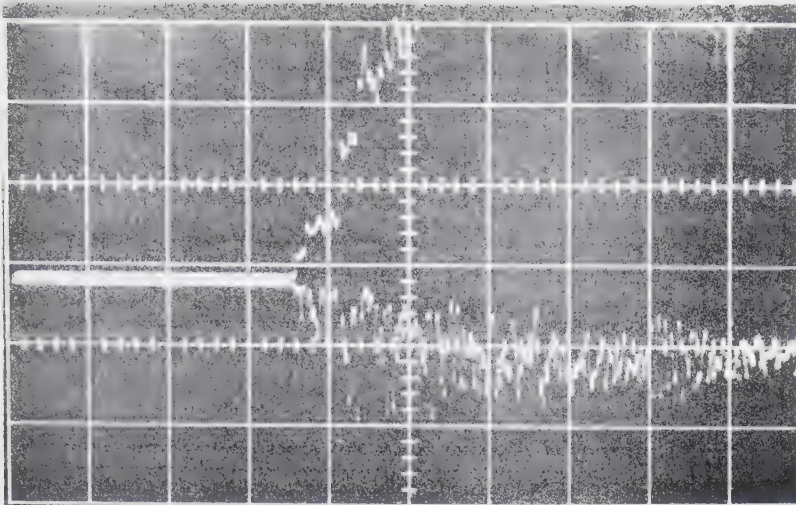


Figure 5,62 a

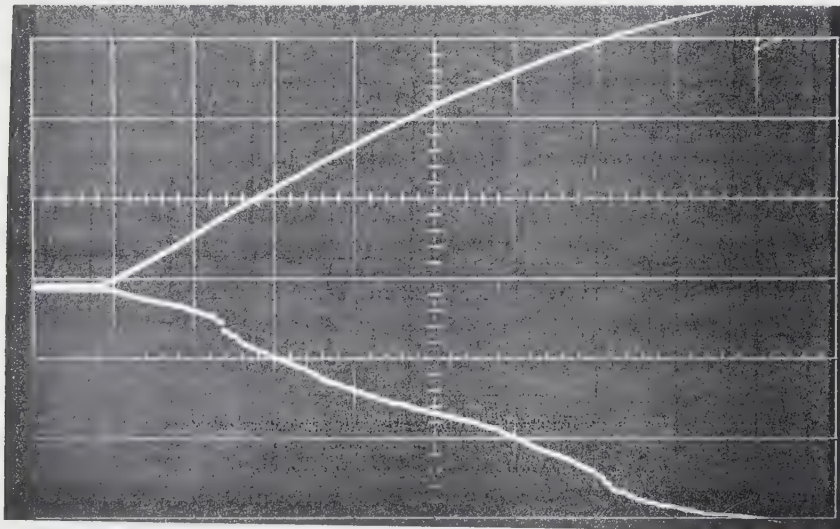
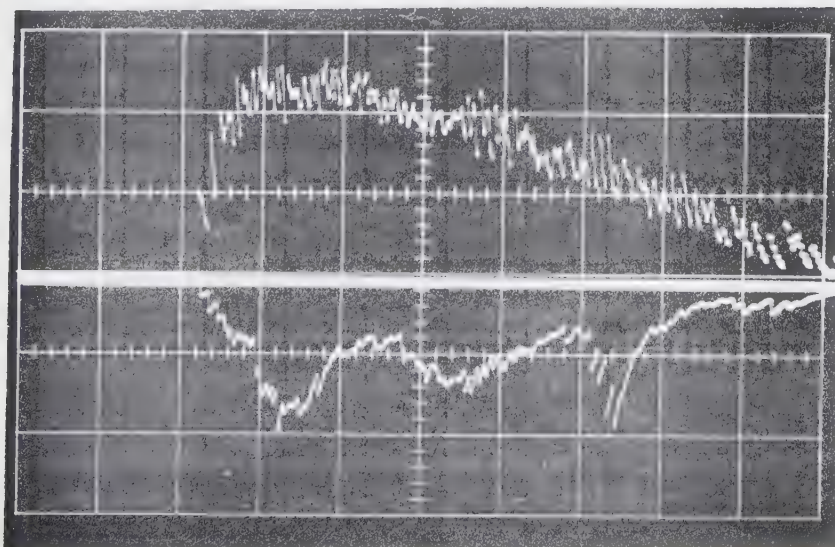


Figure 5,62 b



Les courbes supérieures correspondent à toute la largeur angulaire du faisceau et les courbes inférieures à la partie contenue dans un petit angle solide. Pour la figure 5,62 b, les deux détecteurs intègrent les énergies des différents pics. Pour la figure 5,62 c, les constantes de temps sont insuffisantes pour les intégrer et trop grandes pour résoudre : on obtient ainsi un diagramme simplifié donnant une idée des variations locales l'énergie (N.B. : les 2 figures ne correspondent pas à la même région du faisceau).

L'hétérogénéité spatio-temporelle apparaît nettement

Nous interprétons l'ensemble de ces résultats de la façon suivante :

Lors du premier pic, seul un nombre limité de filaments de caractéristiques assez voisines optiquement et géométriquement peuvent se déclencher. Au cours du temps, ce nombre augmente et le faisceau s'élargit par suite du nombre croissant de filaments diversifiés qui interviennent. Le déroulement n'est pas aléatoire mais bien défini par la structure solide du rubis et les conditions du pompage. Mais par suite des interactions, par exemple d'inter-déclenchements, les fluctuations s'amplifient d'un pic au suivant, et finalement la répartition des pics dans l'espace apparaît totalement aléatoire.

Ce n'est donc pas l'augmentation du nombre des modes qui élargit le faisceau, mais la diversification des filaments. Le nombre des modes observables augmente avec le nombre de filaments divers qui entrent en oscillation.

5.7 - Granulation du faisceau .

Dès les origines du laser à rubis, les expérimentateurs ont constaté qu'une photographie en coupe du faisceau fait apparaître une structure granuleuse et que l'angle de divergence est beaucoup plus élevé que celui que prévoit la théorie.

Nelson et Collins (N2), ayant photographié la face d'un rubis fonctionnant à faible puissance, ont trouvé que les zones lumineuses isolées déjà observées par Maiman avaient un diamètre de l'ordre de 50 μm . Considérant alors le rubis comme le siège d'une onde plane mono-chromatique sortant par une ouverture de cette dimension, ils ont calculé les dimensions de la tache de diffraction correspondante ce qui leur a donné la divergence observée de 17 mRd. De plus, une onde plane sortant par un nombre défini d'ouvertures irrégulièrement distribuées peut donner une répartition plus ou moins granuleuse de l'énergie (voir par exemple : Françon, F1, p. 39). Certains auteurs ont même assimilé l'image obtenue à la figure 8.15 de Born et Wolff (B8) correspondant à ce cas, mais pour un dispositif statique.

Cependant les points émissifs varient d'un instant à l'autre et par conséquent ne peuvent produire d'interférence que pendant le court temps de recouvrement de l'émission. De plus, cette fluctuation continue entraîne un déplacement continu du système d'interférences, ce qui est tout à l'opposé des diagrammes hétérogènes prévus dans les références citées, qui concernent l'unique système de diagrammes fixes. La multiplication des diagrammes devrait tendre vers l'uniformité.

La multiplication des modes d'émission, successifs ou simultanés, permet de rendre compte de l'augmentation de la divergence du faisceau laser avec celle de son énergie. Mais, si l'on conserve l'idée d'ondes planes sortant au travers de pupilles multiples et variables en nombre et en position, il reste difficile d'admettre - et pour les mêmes raisons que dans l'alinéa précédent - que, par addition de tous les diagrammes, l'image reste granuleuse, et en particulier que la forme de la figure sur la face avant du rubis se conserve tout au long du faisceau (E1).

L'étude que nous avons faite nous conduit à admettre une localisation de l'émission résonnante du rubis dans des filaments étroits.

La face de sortie du rubis ne joue plus aucun rôle, réfraction mise à part. L'énergie est localisée dans la "file de photons" et dans la diffusion à partir de cette source filamentaire.

Ainsi posé, le problème est : que deviennent ces files de photons après leur sortie du milieu inversé ?

A) Images photographiques :

Sur film fixe disposé perpendiculairement au faisceau on voit apparaître, par addition des illuminations successives obtenues au cours du temps, une image formée de petites taches à contours plus ou moins diffus. Elles sont groupées en formes stables d'un flash au suivant. En augmentant progressivement les distances rubis-film, ces formes restent parfaitement reconnaissables par continuité mais elles se modifient peu à peu. Ces transformations ne sont pas homothétiques, les distances relatives entre les différents points n'étant pas constantes, mais variant de façon continue.

Ces figures se conservent lorsqu'on augmente puissance ou énergie de pompage, mais alors elles s'empâtent, et les taches tendent à se rejoindre. Tant qu'elles restent discernables, elles ont couramment des dimensions inférieures à 0,2 mm à la distance de 720 mm du rubis, sans interposition d'optique.

Sur film balayé rapidement, d'après la référence citée, les formes observées sur film fixe sont décomposées en une multitude de points, ou plus exactement de petits traits. Ces taches semblent avoir des contours assez bien définis et des dimensions de quelques dizaines de microns.

B) Cibles thermographiques.

Notre méthode consiste à envoyer le faisceau sur une cible plane, de telle sorte que l'on obtienne une fusion ménagée de la surface.

Nous utilisons normalement du film cinéma 16 mm, voilé puis développé jusqu'à noircissement complet. Les cibles sont ensuite observées à petit grossissement par transparence et réflexion.

Les figures 5.7a et 5.7b reproduisent les macrographies respectivement par réflexion et par transmission d'une cible typique avec un agrandissement linéaire d'environ 20 fois. Cette cible a été obtenue à 240 mm de la face avant d'un rubis dont l'autre extrémité est taillée en prisme à réflexion totale et qui donne 2 faisceaux principaux. L'énergie de pompage étant de 4000 joules et la température de 120°K.

La figure 5.7c est l'image obtenue à 100 mm, agrandie 15 fois, pour un pompage de 3200 joules et une température de 155°K. La figure 5.7d a été obtenue sur filtre "Wratten" bleu. Les figures 5.7e, f, g, représentent 3 cibles obtenues à 100 mm du rubis pompé à 2400 joules, pour 3 flashes successifs identiques (macrophoto par réflexion, grossissement environ 45 fois). La figure 5.7h est la macrophoto par transparence (X20) d'une cible obtenue par 4 flashes successifs à 100 mm du rubis, à 100°K et 4000 joules. La figure 5.7j correspond à 5 flashes superposés, et 5.7k correspond à 7 flashes superposés à 100 mm (120°K et 3200 joules).

Cette méthode permet d'obtenir des traces du faisceau tout près de la surface émissive, sans interposition d'optique sur le trajet des rayons. C'est à notre connaissance la première fois que l'on obtient de telles images. Un exemple en est donné par les figures 5.7l, 5.7m, 5.7n, 5.7p, obtenues respectivement à 3, 5, 10 et 10 mm du rubis (grossis. 20).

Discussion.

D'une façon tout à fait générale, la trace sur cible apparaît sous l'un ou plusieurs des 4 aspects suivants :



Figure 5,7 a



Figure 5,7 b

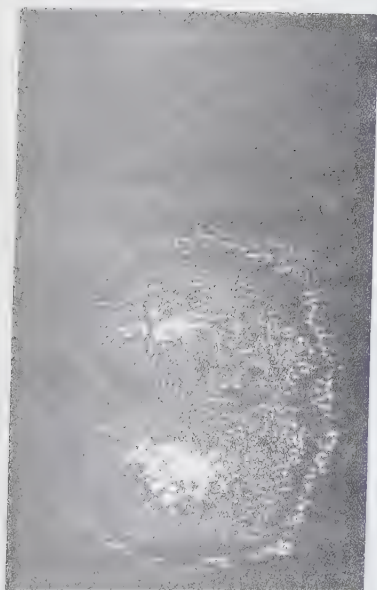


Figure 5,7 c

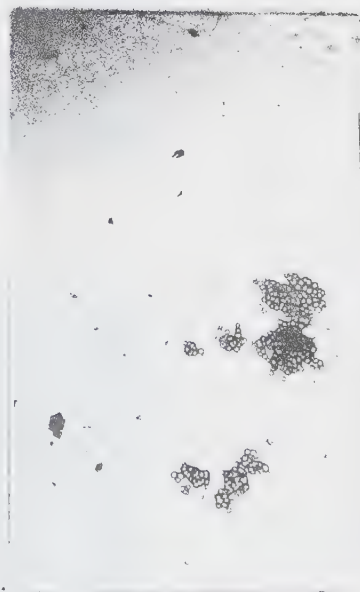


Figure 5,7 d

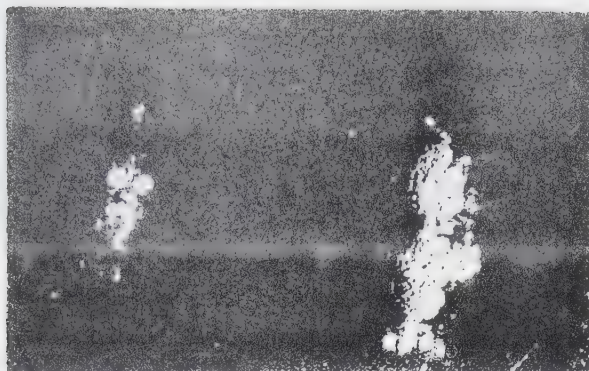


Figure 5,7 e



Figure 5,7 f

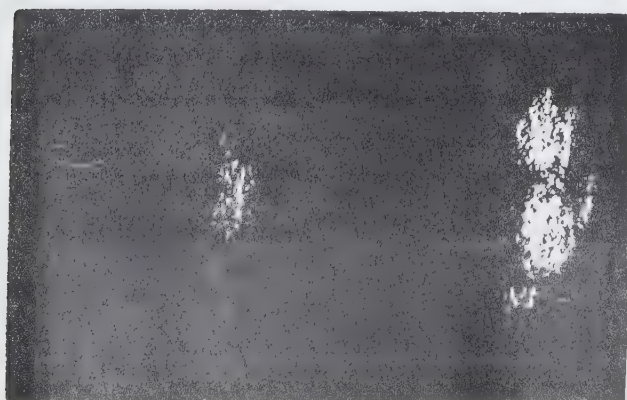


Figure 5,7 g

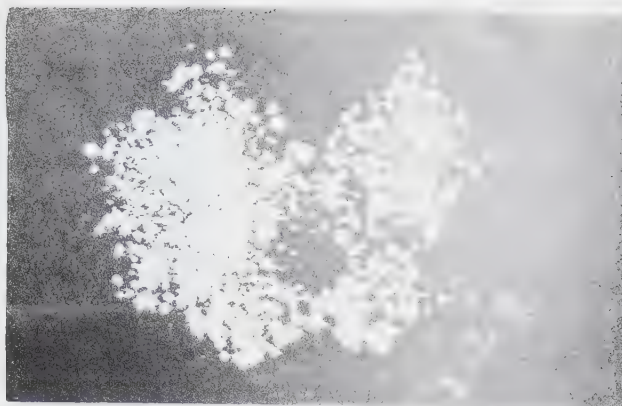


Figure 5.7 k



Figure 5.7 l



Figure 5.7 m

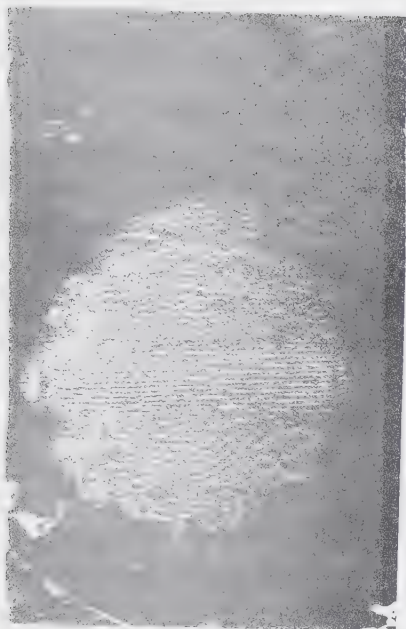


Figure 5.7 l

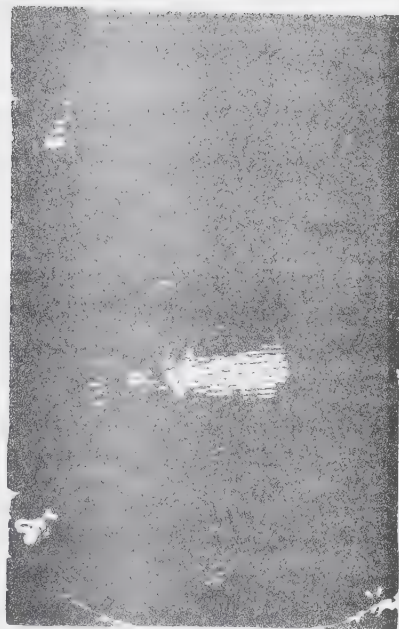


Figure 5.7 m

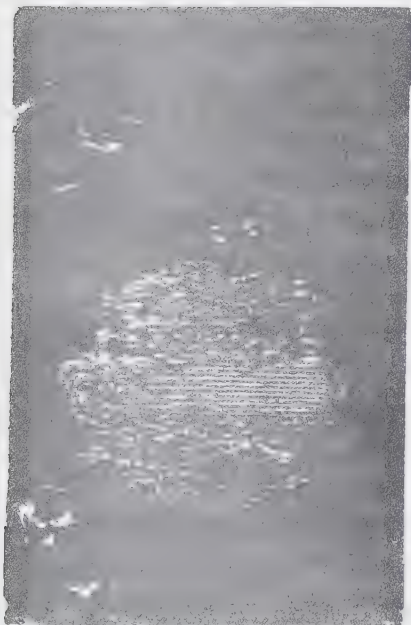


Figure 5.7 n



Figure 5.7 p

1°) Dans les régions de très faible énergie du faisceau, la surface forme un glacis que l'on observe très bien par réflexion, mais avec un éclairage dirigé de façon appropriée assez critique. La gélatine y semble avoir subi une fusion superficielle lui donnant un aspect brillant sur fond plus mat.

2°) Des régions de "gros trous", en général assez bien isolés les uns des autres et dont les diamètres sont de l'ordre de 30 à 100 μm , à peu près indépendamment de la distance au rubis (essais jusqu'à environ 100 cm).

3°) Des régions constellées d'impacts de petites dimensions, avec ou sans percement de la cible.

4°) Des régions dans lesquelles la gélatine a été entièrement décapée sur une étendue plus ou moins grande, ce que l'on essaie d'éviter car toute image disparaît dans une telle région.

On passe de l'aspect 4 à l'aspect 1 en atténuant le faisceau dans un rapport de l'ordre de 10, ce qui montre la différence de "gradation" avec l'image photographique. En effet, entre la microdensité d'un trou et celle d'une région intacte, ou seulement glacée, la différence est de 4.

La formation thermographique de l'image fait intervenir plusieurs paramètres dont la puissance locale et la durée de l'impact, le temps qui sépare les impacts successifs, la conductibilité thermique de la cible, la température de fusion, la chaleur de vaporisation, etc C'est pourquoi il faut rester très prudent sur l'interprétation des traces obtenues, malgré leur aspect suggestif.

Si l'on fait une cible avec notre "meilleur" rubis, dans des conditions données, on trouve un centre constellé de diamètre donné. Il est entouré d'une couronne de gros trous, puis d'un glacis.

L'ensemble est assez régulièrement réparti. On sait d'autre part que l'énergie dans ce faisceau décroît régulièrement du centre vers les bords.

On dispose alors sur le trajet du faisceau une cuve à faces parallèles remplie d'eau distillée et on vérifie que cette cible n° 2 est peu différente de la précédente. Puis on remplace l'eau par une solution aqueuse de sulfate de cuivre et on obtient une cible n° 3. Puis de nouveau, la cible n° 4 est obtenue avec une concentration plus élevée de sulfate, et ainsi de suite. Par rapport à la cible n° 2 l'image se modifie de la façon suivante. Le diamètre de la zone centrale constellée diminue; le rétrécissement de la couronne de gros trous suit celui de la zone centrale. Autrement dit, les gros trous disparaissent de la région qu'ils occupaient et de nouveaux se forment à la place des micro-trous. La zone de glakis se rétrécit en même temps. Pour une atténuation suffisante, la zone centrale constellée disparaît complètement et le centre de la cible comporte uniquement quelques gros trous. Enfin, ceux-ci disparaissent à leur tour et il ne reste qu'un glakis, puis toute trace disparaît. C'est le seuil de "sensibilité".

L'examen de plusieurs cibles successives obtenues dans les conditions les plus voisines montre à l'évidence que bon nombre de gros trous se retrouvent d'une cible à l'autre. Mais quand on empile 2 cibles pour le vérifier, on n'arrive pas à faire coïncider l'ensemble des traces d'impact. Pourtant, si l'on répète les flashes sur la même cible, le nombre de gros trous augmente peu avec le nombre de flashes.

Si l'on dispose 2 cibles vierges l'une derrière l'autre, au 1^{er} flash, seule la première cible porte de gros trous. Au 2^{ème} flash, la deuxième cible est aussi trouée, derrière les trous de la première cible obtenus lors du 1^{er} flash, ce qui montre bien que les conditions de perforation de la 1^{ère} cible se retrouvent dans le flash suivant.

Si l'on dispose le porte-cibles devant la fenêtre du PM (ouverte), au 1^{er} flash, il n'y a pas de signal sur l'oscillographe. Au 2^{ème} flash, le signal apparaît, mais atténué et incomplet. Après 3 à 5 flashes, le signal sur le PM est sensiblement le même que s'il n'y avait pas de cible, dans la mesure où il est possible d'identifier 2 oscillogrammes point par point. Si, alors, on donne à la cible un très petit déplacement transversal, par exemple de $1/5$ du diamètre du faisceau, le signal sur le PM est de nouveau nettement plus faible et incomplet. Après 2 ou 3 nouveaux flashes, on se retrouve dans la même situation qu'avant déplacement de la cible.

Il semble que l'on puisse conclure ainsi : la présence d'un gros trou correspond à l'impact d'un faisceau de dimension transversale limitée, ou au moins dont la répartition d'énergie décroît très vite à partir de l'axe de ce faisceau isolé. Le résultat serait inchangé pour plusieurs micro-faisceaux au même point d'impact, peut-être même est-il nécessaire d'avoir plusieurs impacts rapprochés pour percer la couche-cible.

Dans les régions où le nombre de ces faisceaux élémentaires d'énergies comparables devient élevé et la position des impacts quelque peu fluctuante, les impacts successifs recombient les bords des trous, un peu à la façon d'un terrain bombardé. Quelques projectiles font quelques trous : de nombreux projectiles labourent le terrain.

Les expériences des cibles superposées ont montré de façon certaine que la migration latérale des trous est insignifiante. Enfin, nous avons fait des essais avec de nombreuses cibles, prenant au hasard tout matériau absorbant, tombant sous la main. Nous avons toujours trouvé au moins l'un des 4 aspects des cibles ci-dessus, à quelques variantes près (par exemple un morceau massif de bakélite ne montre pas de perforations !).

Finalement, nous serions tentés de conclure qu'il s'agit de la propagation sous forme de microfaisceaux de l'émission filamenteuse.

La divergence de ces micro-faisceaux est quasi-nulle et l'on aurait une sorte d'"auto-focalisation". Par contre, les différents micro-faisceaux divergent sensiblement entre eux, à l'intérieur de l'enveloppe de divergence du faisceau laser. Du même coup se trouveraient expliquées la transformation non homothétique des images photographiques et la différence entre la divergence moyenne suivant 2 plans orthogonaux parallèles à l'axe du faisceau. En effet, le plus souvent, lorsque le faisceau sort d'un rubis avec une section rectangulaire, la longueur du rectangle augmente plus vite avec la distance que la largeur, comme nous l'avons constaté et trouvé aussi dans la littérature. Ce fait, qui est le contraire de celui que donnerait la diffraction n'a jamais été expliqué.

Cependant, nous n'osons considérer les conclusions ci-dessus au conditionnel que comme une hypothèse probable, car nous n'avons pu réussir l'expérience cruciale suivante :

Plusieurs tentatives de séparer de différentes façons un même faisceau en 2 parties et de les faire tomber sur 2 cibles différentes auraient dû nous donner des impacts sensiblement homologues, mais se sont soldées par un échec total : non seulement nous n'avons pu trouver des séries d'impacts homologues, mais les cibles obtenues étaient entièrement dissemblables, de telle sorte que la conclusion inverse de celle recherchée ne pouvait non plus être acquise. Le résultat est à peu près le même que si l'on voulait comparer les figures 5.7a et 5.7c. Ce résultat est d'autant plus étonnant que 2 cibles directes dans des conditions voisines, se reconnaissent très bien au travers de leurs différences propres.

Nous ne voyons que 2 explications possibles :

a) Nos montages un peu trop sommaires manquaient de la précision nécessaire qui, contrairement à ce que l'on pourrait penser, devrait alors être très grande. Le réglage en fonctionnement pulsé sera délicat.

b) Ou bien, l'interposition d'une lame de verre ou d'une couche semi-réfléchissante modifie le rapport entre les microstructures du faisceau transmis et du faisceau réfléchi.

Et pourtant, les cibles sont bien le reflet de l'hétérogénéité du faisceau.

CHAPITRE VI

CONCLUSION GENERALE

Le laser en cavité résonnante a été conçu par Schalow et Townes pour donner une onde plane monochromatique (ou au moins quasi-monochromatique) de rayonnement cohérent, avec l'espoir que les difficultés prévisibles dûes au fonctionnement multimodal des cavités pourraient être surmontées facilement par une sélection de ces modes. Les dispositifs devaient pouvoir être établis pour éliminer une partie d'entre eux, les non-linéarités devaient étouffer les autres, une fois le mode prédominant établi.

Créé par un rubis, le faisceau laser se rapproche d'un tel rayonnement, mais en reste encore fort éloigné. De nombreuses explications et théories ont été données et une multitude de tentatives, partiellement couronnées de succès, ont amélioré le fonctionnement du rubis, seul type d'émetteur qui nous préoccupe ici.

Il est connu, en particulier par des images photographiques en champ proche et à l'infini, que l'énergie d'un tel faisceau n'est pas uniformément répartie. Notre méthode des cibles confirme cette forte granulation. Examinant celle-ci de plus près, nous avons constaté que le rayonnement possède en réalité une hétérogénéité à la fois spatiale et temporelle de caractère apparemment statistique, les deux variables temps et espace intervenant simultanément. Cependant il est facile de repérer dans le faisceau des images plus ou moins diffuses et stables qui font penser d'une part à des rayons lumineux successifs de directions voisines mais variées, comme les trajectoires de particules, et d'autre part à un phénomène ordonné quoique fluctuant plutôt qu'à un phénomène purement aléatoire.

Remontant dans le temps de l'effet à la cause, nous avons pu remarquer que l'émission devient plus régulière vers le début des oscillations laser, et même alors remarquablement stable, si les conditions de fonctionnement sont bien reproduites.

Cependant de très petites variations dans les conditions de pompage, et dans l'état du rubis au moment du seuil entraînent de grandes variations dans l'accrochage de l'oscillation.

Nous avons pu constater alors que l'époque du seuil ne correspond pas aux équations classiques donnant la population au niveau excité. De plus, si la puissance de pompe augmente, l'énergie de pompage au moment du seuil diminue, alors qu'elle devrait rester constante en première approximation, si cette puissance est suffisamment grande par rapport à la perte due à la fluorescence par émission spontanée.

Recherchant la cause de cette variation, nous avons étudié les pertes par rayonnement avant le seuil laser et constaté que la courbe représentative de cette émission augmente d'autant plus rapidement que l'on approche du seuil, de telle sorte que le début de l'oscillation laser semble suivre l'émission pré-laser sans solution de continuité.

Cette augmentation de fluorescence a été remarquée, pour la première fois semble-t-il, par Roess qui l'a alors appelée "superradiance", à la suite d'une théorie de Dicke relative à l'émission spontanée, mais qui ne semble pas prépondérante ici. D'autres études partielles ont été faites, concernant quelques points particuliers, sur ce rayonnement qui a reçu le nom de superfluorescence que nous conservons.

Cependant, il nous a semblé qu'il y avait une relation plus étroite et insoupçonnée avec l'effet laser lui-même. Un premier essai de classification nous a montré que la superfluorescence présentait la caractéristique la plus typique, ou au moins la plus

immédiate, du rayonnement laser, à savoir la contraction angulaire ou collimation. Cette contraction augmente avec l'inversion de population, et juste avant le seuil atteint un ordre de grandeur comparable à celui qui correspond au faisceau laser lui-même. En outre l'étude de sa répartition sur la face de sortie du rubis montre une étroite corrélation avec celle de l'émission laser. Accessoirement les caractéristiques de polarisation sont homologues.

D'autre part, la pente de la courbe de superfluorescence près du seuil augmente très vite avec la puissance. Donc, avant même tout essai de mise en équation, il est clair que les variations d'énergie au seuil sont dues aux pertes d'énergie de superfluorescence.

Enfin, au moment du seuil, il y a une brusque augmentation de la puissance émise par suite du changement de régime du rubis dû au passage d'un système amplifiant à un système oscillant. Cependant, l'expérience montre que la superfluorescence continue à évoluer pendant l'émission laser à peu près comme si celle-ci n'existait pas. Il en résulte que la population moyenne ne cesse de croître pendant ce temps et par conséquent que la dépopulation due à l'effet laser est très localisée.

L'analyse théorique de l'amplification de superfluorescence nous conduit à une courbe de même allure que celles qui sont observées et aussi à ce que, même dans le cas d'un rubis idéal, et idéalement pompé, la collimation augmente avec l'inversion de population. Dans un rubis pompé dans des conditions réelles, la collimation apparaît plus forte et la superfluorescence plus localisée, en relation avec le gradient d'inversion de population. En tous cas, on retrouve la condition du seuil comme limite de l'émission de fluorescence, mais cette limite n'est pas atteinte simultanément pour toutes les fréquences, toutes les directions ni toutes les régions.

L'analyse montre de plus que le rayonnement en ondes progressives est maximum sur la fréquence centrale de la raie de fluorescence, qu'il est d'autant plus monochromatique que l'inversion est plus proche de celle du seuil et que l'on considère des directions plus voisines de l'axe de faisceau collimaté.

A ce stade du raisonnement, on peut constater que la superfluorescence possède des caractéristiques de polarisation, monochromaticité et directivité, proches de celles du rayonnement laser. Il est naturel de se demander ce qu'il en est de la cohérence.

On étudie alors le processus d'émission stimulée en phase et direction avec les photons stimulants et on constate une tendance au groupement des photons par paquets cohérents, à la suite d'un raisonnement simple mais inédit. Cet effet se produit bien avant le seuil laser. Il augmente lui aussi lorsqu'on en approche ; il est plus sensible au centre de la raie et plus important suivant l'axe de collimation.

Finalement nous avons affaire à un véritable effet pré-laser précollimaté, précohérent et possédant un maximum aigu sur le centre de la raie. Les conditions sont optima pour la mise en oscillation d'un mode unique et privilégié de la cavité.

Cependant, la superfluorescence tend à dépeupler le laser, spécialement dans la région et la direction où la condition de seuil devrait être satisfaite, dépopulation qui devra être compensée par la pompe de puissance finie. Le calcul, à partir des équations établies s'étant avéré inaccessible, au moins pour l'instant, une évaluation a été faite à partir des données expérimentales. Elle a montré que la superfluorescence peut atteindre effectivement les caractéristiques de collimation et monochromaticité d'un mode unique d'oscillation laser. Mais, par contre, il apparaît que la condition limite de seuil ne pourra jamais être satisfaite.

Nous remarquons alors qu'en suivant notre analyse, nous atteignons le seuil par la limite inférieure, alors que le traitement classique l'atteint par la limite supérieure (respectivement : il n'y a pas encore et il y a déjà oscillation). Nous appuyant alors sur une analyse de Roess identique aux analyses classiques, mais qui ne néglige plus la fluorescence, nous constatons que la condition de seuil admise jusqu'ici correspond en fait à une oscillation sur un nombre de modes nul, et que pour une oscillation résonnante, il faut au moins un mode d'oscillation ce qui conduit à une inversion critique de population légèrement inférieure.

Effectivement, et quelque approximatifs que soient tous les calculs numériques, on trouve bien une correspondance avec la mise en oscillation sur un seul mode au moment où la superfluorescence a sensiblement des caractéristiques de collimation et de monochromaticité correspondantes.

Il arrive donc un moment où la cavité entre en oscillation libre. Il y a une brusque augmentation de l'intensité, avec dépeuplement important et en tous cas supérieur à la capacité de pompage. Cette énergie et le dépeuplement résultant sont étroitement localisés dans des espaces filamentaires. Le calcul, à partir de la mise en oscillation unimodale par la superfluorescence, conduit à attribuer aux filaments des diamètres de l'ordre de $14 \mu\text{m}$, tout à fait comparables aux dimensions des taches lumineuses observées sur la surface émissive du rubis.

En rassemblant les différents résultats, nous croyons pouvoir faire la synthèse suivante, valable au moins pour le cas du plus grand nombre de rubis en fonctionnement non déclenché :

Au fur et à mesure que l'inversion de population augmente les photons spontanés émis sont de plus en plus groupés par paquets cohérents suivant un certain nombre de vecteurs de propagation. Le nombre de ces vecteurs sur lesquels la quantité de photons est relativement importante diminue progressivement.

Le rayonnement reste celui d'une somme d'ondes progressives de fréquences et phases très diverses, mais avec des amplitudes d'autant plus grandes qu'elles sont proches du centre de la raie, de la zone et de la direction dans lesquelles l'oscillation libre a aussi la plus haute probabilité de se produire. Au seuil, l'intensité et la cohérence de phase sont maximales sur l'un de ces vecteurs et la cavité entre en oscillation sur le mode qui correspond le mieux à ce vecteur. Le processus de groupement stimulé augmente brusquement, provoquant une véritable avalanche de photons et d'inversions suivant la direction correspondant au mode, et de faible extension latérale. Nous confirmons et précisons ainsi une expression intuitive de M. Viénot.

Cette façon de voir explique nombre de particularités, tant sur les conditions de seuil que sur la répartition spatio-temporelle de l'émission du rubis.

Cependant, nous croyons que le présent travail n'est pas un aboutissement, mais seulement un point de départ d'autres recherches.

D'une part, expérimentalement, certaines expériences d'auto-pompage et de collimation ont été entreprises, dont les prémisses sont encourageantes. L'étude en laboratoire de la monochromaticité et de la cohérence de la superfluorescence, spécialement très près du seuil semble souhaitable. Elle présente de sérieuses difficultés expérimentales et théoriques fondamentales sur lesquelles nous ne nous sommes pas appesantis. Accessoirement, et d'un point de vue plus technologique, une étude similaire à celle que l'on vient de voir, mais sur d'autres émetteurs que le rubis, ne serait pas dénuée d'intérêt, ainsi que l'extension aux lasers déclenchés.

D'autre part, et pour terminer, nous remarquons avoir essentiellement utilisé le "langage photons". Le "langage ondes" n'est apparu seulement que comme condition d'oscillation. Notre étude conduit à envisager une étroite limitation transversale des trains d'ondes associés aux photons. On peut penser alors que l'application du langage de la Mécanique Ondulatoire devrait permettre d'éclaircir certains points demeurés obscurs. Quelques études préliminaires en ce sens semblent, elles aussi, encourageantes et peut-être permettraient-elles de préciser le sens physique de certaines relations d'ondes ?

BIBLIOGRAPHIE

- A1 - I.D. ABELLA et C.H. TOWNES
Nature, 192, 957, (1961)
- A2 - R.L. AAGARD
I.O.S.A., 53, 911, (1963)
- A3 - R.L. AAGARD et R.A. DUFAULT
Appl. Phys. Letters, 4, 102, (1964)
- A4 - P.V. AVIZONIS et W.R. WILLOUGHBY
Jl. Appl. Phys, 37, 682, (1966)
- A5 - I.D. ABELLA et H.Z. CUMMINS
Jl. Appl. Phys, 32, 1177, (1961)
- B1 - G.D. BOYD et J.P GORDON
Bell System Techn. Jl, 40, 489, (1961)
- B2 - J. BULABOIS, P.M. DUFFIEUX et J.C. VIENOT
C. Rend. Ac. Sci. 254, 4272, (1962)
- B3 - G. BRUHAT
Cours de Physique Générale, Optique, revue complétée par
A. KASTLER, 1 Vol. Masson, (1965)
- B4 - J. BRAUNBECK
Naturwissenschaft, 49, 389, (1962)
- B5 - J.H BRUNTON
Appl. Optics, 3, 1241, (1964)

- B6 A.E. BLUME et K.F. TITTEL
Appl. Optics, 3, 527, (1964)
- B7 J. BULABOIS
Thèse 3^{ème} cycle, Besançon, (1963)
- B8 M. BORN et E. WOLF
Principles Of Optics, 1 Vol., Pergamon Press, (1964)
- C1 R.J. COLLINS, D.F. NELSON, A.L. SCHALOW, W.BOND,
C.G.B. GARRETT et W. KAISER
Phys. Rev. Letters, 5, 303, (1960)
- C2 W.W. CLENDENIN
Jl. Appl. Phys., 35, 2277, (1964)
- C3 H.C. COOKE, J. Mc. KENNA et J.G. SKINNER
Appl. Optics, 3, 957, (1964)
- C4 R.J. COLLINS et J.A. GIORDMAINE
dans : Quantum Electronics 111, 2, 1239, (1964)
- C5 D.E. Mc CUMBER et M.D. STURGE
Jl. Appl. Phys., 34, 4682, (1963)
- D1 R. DUNSMUIR
Jl. Electronics and Control, 10, 453, (1961)
- D2 V. DANEU, C.A. SACCHI et O. SVELTO
Appl. Optics, 4, 863, (1965)
- D3 G.E. DEVLIN, J. Mc KENNA, A.D. MAY et A.L. SCHALOW
Appl. Optics, 1, 11, (1962)

- D4 - G.W. DUEKER, C.M. KELLINGTON, M. KATZMANN et J.G. ATWOOD
Appl. Optics, 4, 109, (1965)
- D5 - R.H. DICKE
Phys. Rev. 93,99, (1954)
- D6 - Y. DRUET
C. Rend. Ac. Sci., 263, 1124, (1966)
- E1 - V. EVTUHOV et J.K. NEEELAND
Appl. Optics, 1, 517, (1962)
- E2 - V. EVTUHOV
Appl. Phys. Letters, 6, 141, (1965)
- E3 - R.W. ENGSTROM
RCA Rev., 21, 184, (1960)
- F1 - M. FRANÇON
Diffraction, Cohérence en Optique, 1 vol. Gauthiers-
Villars, (1964)
- F2 - A.G. FOX et T. LI
Bell System Techn. Jl. 40, 453, (1961)
- G1 - J.P. GORDON, H.J. ZEIGER et C.H. TOWNES
Phys. Rev. 99,1264, (1955)
- G2 - G. GOULD, S.F. JACOBS, J.T. LA TOURRETTE, M. NEWSTEIN et
P. RABINOWITZ
Appl. Optics, 3, 648, (1964)

- G3 - A.I. GILLES
E.L.E.E. 15, 7, (1962)
- H1 - M.HERCHER
Appl. Optics, 1, 665, (1962)
- H2 - T.W. HOUSTON, L.F. JOHNSON, P. KISLIUK et D.J. WALSCH
J.O.S.A., 53, 1286, (1963)
- K1 - A. KASTLER
Ann. Physique, 7, 57, (1962)
- K2 - J.Mc KENNA
Appl. Optics, 2, 303, (1963)
- K3 - Y.C. KIANG, J.F STEPHANY et F.C. UNTERLEITNER
I.E.E.E. Quantum Electronics, QE-1, 295, (1965)
- L1 - G. LAMPIS, C.A. SACCHI et O. SVELTO
Appl. Optics, 3, 1467, (1964)
- L2 - S. LABORGE et H. WEBER
ZS. Angew. Phys. 21, 453, (1966)
- L3 - M.S. LIPSETT et M.W.P STRANDBERG
Appl. Optics, 1, 343, (1962)
- L4 - K.A. LINNEN
Appl. Optics, 3, 405, (1964)

T.H. MAIMAN

Nature, 187, 493, (1960)

M2 T.H. MAIMAN

Phys. Rev. Letters, 4, 564, (1960)

M3 E. MARGERIE

C. Rend. Ac. Sci. 255, 1598, (1962)

M4 T.H. MAIMAN

Phys. Rev. 123, 1145, (1961)

M5 Y.H. MEYER

Jl de Physique, 26, 558, (1965)

D.F. NELSON et J.P. REMEIKA

Jl. Appl. Phys. 35, 522, (1964)

N2 D.F. NELSON et R.J. COLLINS

Jl. Appl. Phys. 32, 739, (1961)

N3 A. NOUAILHAT

Thèse n° 161, Lyon, (1964)

N4 T. NAKAYA

Jap. Jl. Appl. Phys. 5, 79, (1966)

D. ROESS

P.I.E.E.E. 52, 196, (1964)

R. D. ROESS

ZS Naturforschung, A, 19, 1169, (1964)

- R3 - J.D. RIGDEN et E.I. GORDON
P.I.R.E. 50, 2367, (1962)
- R4 - La RADIOTECHNIQUE
Les tubes photomultiplicateurs, 2^{ème} édition.
- R5 - D. ROESS
P.I.E.E.E. 52, 853, (1964)
- S1 - A.L. SCHALOW et C.H. TOWNES
Phys. Rev. 112, 1940, (1958)
- S2 - E.W. SUCOV
Appl. Optics, 4, 1107, (1965)
- S3 - H. STATZ et C.L. TANG
Jl. Appl. Phys, 35, 1377, (1964)
- S4 - H. STATZ, C.L. TANG et J.M LAVINE
Jl. Appl. Phys. 35, 2581, (1964)
- S5 - H. STATZ et C.L. TANG
Jl. Appl. Phys. 36, 1816, (1965)
- S6 - H. STATZ, C.A. de MARS et D.T. WILSON
Jl. Appl. Phys, 36, 1510, (1965)
- S7 - A.E. SIEGMAN et J. WALLEN
I.E.E.E. Jl. Quantum Electronics, QE-1, 386, (1965)
- S8 - J.W.SANDERS et JONES
J.O.S.A. 52, 740, (1962)

- S9 - G. SCHIFFNER
P.I.E.E.E. 53, 1245, (1965)
- S10 - E. SCHIEL
P.I.E.E.E. 51, 365, (1963)
- S11 - W.R. SOOY et M.L STITCH
Jl. Appl. Phys. 34, 1719, (1963)
- S12 - J.G. SKINNER
Appl. Optics, 3, 963, (1964)
- S13 - U.J. SCHMIDT
Jl. Appl. Phys, 35, 259, (1964)
- S14 - C.M. STICKLEY
Appl. Optics, 2, 855, (1963)
- S15 - W.R. SOOY, R.S. CONGLETON, B.E. DOBRATZ et W.R. MG
dans : Quantum Electronics 111, 2, 1103, (1964)
- T1 - C.L. TANG, H. STATZ et G. de MARS
Jl. Appl. Phys. 34, 2289, (1963)
- T2 - C.L. TANG, H. STATZ, G.A de MARS et D.T. WILSON
Phys. Rev. 13 A1, 136, , (1964)
- V1 - J.C VIENOT, Mme AEBISCHER et J. BULABOIS
C. Rend. Ac. Sci. 254, 1596, (1962)

- W1 .. P. WALSCH et G. KEMENY
J1 Appl. Phys. 34, 956, (1963)
- W2 . D. WHITE et D. GREGG
Appl. Optics, 4, 1034, (1965)
- W3 - H. WELLING et C.J. BICKART
J.O.S.A. 56, 611, (1966)
- Y1 - A. YARIV
P.I.E.E.E. 51, 4, (1963)

TABLE DES MATIERES.

	<u>Pages</u>
AVANT-PROPOS	1
<u>CHAPITRE I : HISTORIQUE ET GENERALITES.</u>	
1.0 - Extension Maser-Laser	3
1.01 - Modes d'oscillation d'une cavité résonnante	4
1.1 - Seuil d'oscillation laser	8
1.2 - Niveaux d'énergie du rubis	12
1.3 - Propriétés générales du rayonnement du rubis	14
1.4 - Cinétique du rayonnement laser	21
<u>CHAPITRE II : POMPAGE DU RUBIS.</u>	
2.1 - Etablissement des relations	30
2.2 - Répartition de l'énergie de pompage dans le rubis.	33
2.3 - Population au moment du seuil	36
2.4 - Nos mesures	38
<u>CHAPITRE III : DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX ET MESURES DE FLUORESCENCE.</u>	
3.1 - Le laser	47
3.2 - Dispositifs de mesures	52
3.3 - Rubis et Lampes-flash	71
3.4 - Fluorescence sans superfluorescence	79
3.5. - Superfluorescence	82

CHAPITRE IV : EQUATIONS DE SUPERFLUORESCENCE ET CONSEQUENCES.

4.1	-	Rubis de dimensions semi-infinies	119
4.2	-	Rubis avec faces réfléchissantes	122
4.3.	-	Expressions en fonction de la fréquence et de l'inversion de population	124
4.4	-	Collimation de la superfluorescence	128
4.5	-	Equation du seuil	135
4.6	-	Rétrécissement de la raie de superfluorescence en fonction de l'inversion de population	135
4.7	-	Relation entre superfluorescence et puissance de pompage	133
4.8	-	Nombre de modes excités au seuil	144
4.9	-	Grouperement par paquets de photons cohérents	145

CHAPITRE V : PASSAGE A L'EMISSION LASER.

5.1	-	Seuil d'oscillation résonnante	162
5.2	-	Oscillogrammes au voisinage du seuil	165
5.3	-	Evolution de la population pendant l'émission laser	168
5.4	-	Sous-structure des pics	171
5.5	-	Couplage inter-filaments	175
5.6	-	Premiers pics d'oscillation	178
5.7	-	Granulation du faisceau	182

CHAPITRE VI : CONCLUSION GENERALE

